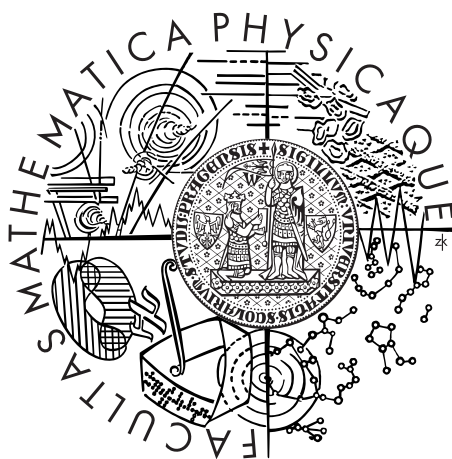


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

DIPLOMOVÁ PRÁCE



Václav Dědič

Fotoelektrický transport ve vysokoodporovém CdTe pro detektory Rentgenova záření

Fyzikální ústav Univerzity Karlovy

Vedoucí diplomové práce: Doc. Ing. Jan Franc, DrSc.

Studijní program: Fyzika, Optika a optoelektronika

2009

Na tomto místě chci poděkovat panu doc.Ing. Janu Francovi, DrSc. za jeho obětavé odborné vedení, cenné rady a velkou trpělivost, se kterou mi pomohl proniknout do problematiky fotoelektrického transportu, hlubokých hladin v zakázaném pásu energií v polovodičích a mnoha dalších problémů souvisejících jak s teorií, experimentem a především s interpretací výsledků. Bez jeho pomoci by tato práce nemohla být zdárně dokončena.

Můj dík patří také RNDr.Ing. Janu Kubátovi za velkou pomoc a cenné rady při provádění experimentu a seznamování se s užitou měřicí aparaturou.

Prohlašuji, že jsem svou diplomovou práci napsal samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčováním práce.

V Praze dne 3.8.2009

Václav Dědič

Obsah

1	Úvod	6
1.1	Náplň práce	6
1.2	Základní vlastnosti materiálu CdTe	7
1.2.1	Nedopovaný CdTe	9
1.2.2	Dopovaný CdTe	9
1.3	Polovodičový detektor	14
1.4	Detekce Rentgenova a gama záření	15
2	Teorie	17
2.1	Hall-Shockley-Readův model	17
2.2	Drift-difúzní a Poissonova rovnice	19
2.3	Procesy ve vzorku po ozáření	21
3	Experiment	24
3.1	Experimentální uspořádání	24
3.2	Vzorky	25
3.3	Kontakty	25
3.3.1	Vlastnosti kontaktů	25
3.3.2	Příprava kontaktů	28
3.3.3	Propustnost kontaktů	28
3.4	Chyby měření	31
4	Výsledky měření	32
4.1	He-Ne laser	32
4.2	Ti-safírový laser	38
5	Modelování	43
5.1	Závislost směrnice lux-ampérových charakteristik na poloze Fermiho meze	44

5.2	Závislost směrníc lux-ampérových charakteristik na koncentraci hlubokých hladin	47
5.3	Závislost směrníc lux-ampérových charakteristik na záchytném průřezu elektronů	48
6	Závěr	50
	Literatura	52
7	Dodatek	56

Název práce: Fotoelektrický transport ve vysokoodporovém CdTe pro detektory Rentgenova záření

Autor: Václav Dědič

Katedra (ústav): Fyzikální ústav Univerzity Karlovy

Vedoucí diplomové práce: Doc. Ing. Jan Franc, DrSc.

e-mail vedoucího: `franc@karlov.mff.cuni.cz`

Abstrakt: Polovodič CdTe je vhodným materiálem pro přípravu detektorů Rentgenova a gama záření. Jeho fyzikální vlastnosti bývají silně ovlivněny přítomností hlubokých hladin uvnitř pásu zakázaných energií. Tato práce se zabývá vlivem hlubokých hladin na fotoelektrický transport ve vysokoodporovém CdTe. Experimentální část práce sestává z měření směrnic lux-ampérových charakteristik různě dopovaných vzorků materiálu CdTe v závislosti na přiloženém napětí na vzorek a na excitační energii. Sklony změřených směrnic vykazují silnou závislost na náboji akumulovaném na hlubokých hladinách. Práce obsahuje také numerické modely fotovodivosti pro různé parametry materiálu.

Klíčová slova: CdTe, polovodiče, fotovodivost, detektor, hluboké hladiny

Title: Photoelectric transport in high resistivity CdTe for X-ray detectors

Author: Václav Dědič

Department: Institute of Physics of Charles University

Supervisor: Doc. Ing. Jan Franc, DrSc.

Supervisor's e-mail address: `franc@karlov.mff.cuni.cz`

Abstract: CdTe semiconductor is a good material for the construction of X-ray and gamma ray detectors. Its physical properties are strongly influenced by an existence of deep levels in the forbidden band. This thesis deals with an influence of deep levels to the photoelectric transport in high resistivity CdTe. Experimental part of this thesis consists of measurement of slopes of Lux-Ampere characteristics of variously doped CdTe samples depended on voltage and energy of excitation. Gradients of measured guidelines of Lux-Ampere characteristics show strong dependency on an electric charge accumulated on deep levels. This thesis also contains numerical models of photoconductivity for various parameters of material.

Keywords: CdTe, semiconductors, photoconductivity, detectors, deep levels

Kapitola 1

Úvod

Materiály CdTe a CdZnTe jsou již po delší dobu považovány díky vysokému atomovému číslu a hustotě za vhodné kandidáty pro přenosné polovodičové detektory Rentgenova a gama záření. Výhodou je, že potřebných parametrů lze u těchto materiálů dosáhnout při pokojových teplotách. Základními vlastnostmi dobrého detektoru jsou nízký temný proud a vysoká hodnota součinu pohyblivosti a doby života nosičů proudu. Vysokého odporu lze relativně snadno dosáhnout vhodným legováním příměsemi, kdy uprostřed zakázaného pásu vznikne hluboká hladina. Tato hladina spolu s dalšími hladinami přítomnými v materiálu ovšem působí jako rekombinační nebo pastové centrum snižující dobu života nosičů. Studium hlubokých hladin je proto vysoce aktuální z hlediska zvýšení kvality materiálu pro přípravu detektorů v návaznosti na volbu vhodného dopantu, optimalizaci jeho koncentrace a nastavení vhodných podmínek růstu krystalů minimalizujících generaci mřížkových defektů. Využití fotovodivostní spektroskopie umožňuje studovat transport náboje v konfiguraci a podmínkách blízkých reálné činnosti detektoru a charakterizovat vliv hlubokých hladin na transport elektronů a děr.

1.1 Náplň práce

Cílem práce je vypracování metodiky charakterizace rozložení prostorového náboje v semizolačním CdTe a CdZnTe měřením směrnice lux-ampérových charakteristik.

Úvodem je kladen důraz na popis příměsových hladin v zakázaném pásu a na teoretický popis procesů v materiálu (transport náboje, procesy po ozáření). Jsou zde stručně shrnuty dosavadní dosažené experimentální výsledky související

s touto prací.

V experimentální části se zabýváme přípravou předložených vzorků na měření fotovodivosti, popisem experimentu a výsledky měření. Závěr práce obsahuje několik numerických modelů lux-ampérových charakteristik.

Program pro modelování fotovodivosti vytvořil pan doc. RNDr. Roman Grill, CSc. a měření součinu pohyblivosti s dobou života elektronů v CdTe pomocí alfa spektroskopie (*obr.4.9*) provedl pan Ing. Eduard Belas, CSc.

1.2 Základní vlastnosti materiálu CdTe

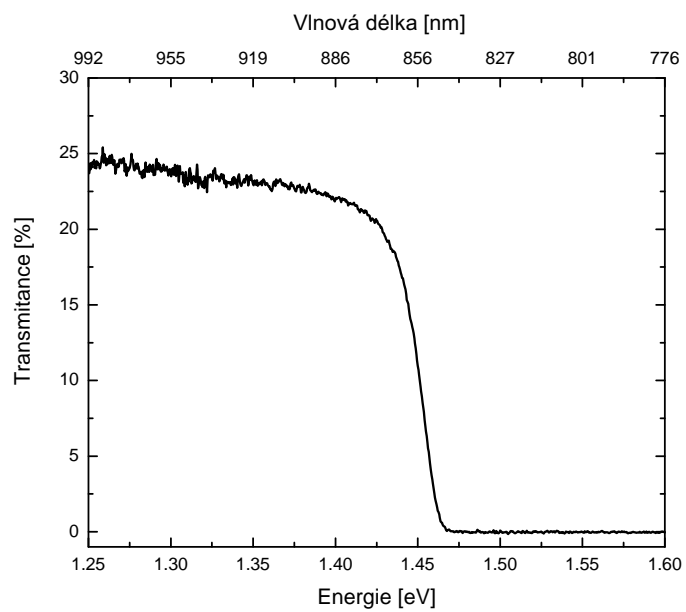
CdTe je polovodič typu II-VI s přímým zakázaným pásem. Níže jsou uvedeny základní charakteristiky materiálu při 300K:

šířka zakázaného pásu E_G :	1.45eV ($\sim 855\text{nm}$)
mřížková konstanta:	0.648nm
efektivní hmotnost elektronů (děr):	$0.11m_{e0}$ ($0.6m_{e0}$)
hustota ρ :	$\sim 6\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$
atomová čísla:	$Z_{Cd} = 48, Z_{Te} = 52$

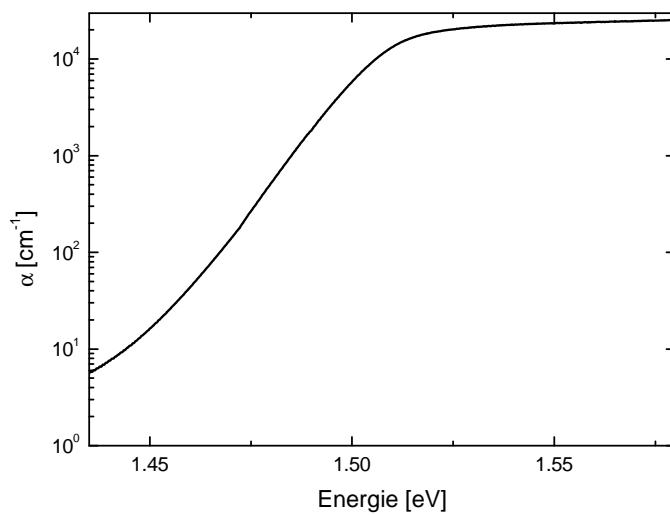
Z *obr.1.1* je vidět propustnost materiálu pro infračervené světlo. V *obr.1.2* je znázorněn průběh absorpčního koeficientu α .

Kromě detekce záření mají materiály CdTe a CdZnTe další využití. Mřížková a chemická kompatibilita CdZnTe a různých kompozic $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ předurčují CdZnTe jako vhodný materiál pro substrát pro epitaxi HgCdTe. CdTe je také jedním z důležitých materiálů ve výzkumu v oblasti fotovoltaických článků. V laboratorních podmínkách bylo dosaženo efektivity kolem 16%, v průmyslovém využití se tato efektivita pohybuje kolem 10%. Díky vysokému elektrooptickému koeficientu se CdTe využívá k elektrooptické modulaci v infračervené oblasti.

Mnoho fyzikálních vlastností materiálu do jisté míry souvisí s polohami energetických hladin uvnitř zakázaného pásu danými defekty a příměsemi. Hladiny poblíž valenčního a vodivostního pásu spolu s hlubokými hladinami hrají důležitou roli pro výsledné elektrické a optické vlastnosti materiálu. Experimentálně bylo v CdTe pozorováno (viz níže) mnoho diskrétních hladin. Přestože není snadné přesně oddělit mělké a hluboké hladiny, předpokládáme, že hluboké hladiny mají aktivační energii vzdálenou více jak 0.2eV od valenčního či vodivostního pásu, zatímco mělké hladiny mají aktivační energii nižší než 0.2eV.



Obr. 1.1: Graf závislosti transmittance CdTe na energii dopadajícího záření v okolí E_G , $T = 300K$. [30]



Obr. 1.2: Závislost absorpčního koeficientu CdTe na energii dopadajícího záření v okolí E_G , $T = 300K$. [30]

1.2.1 Nedopovaný CdTe

Nedopované vzorky CdTe a CdZnTe připravené na telurové části fázového diagramu (nízký tlak kadmia) mají obvykle p-typovou vodivost s koncentrací volných nosičů náboje kolem 10^{15}cm^{-3} . Nekompensovaný CdTe je nízkoodporový polovodič díky intrinsickým defektům a zbytkovým příměsím. Vysoký odpor nedopovaného CdTe značí přítomnost relativně velkého počtu elektricky aktivních nečistot. Obecně se jedná o přirozené defekty jako jsou vakance, antisite defekty a intersticiální atomy a jejich komplexy (např. pár vakance-antisite).

Převažujícími defekty jsou vakance kadmia tvořící jedenkrát (V_{Cd}^-) a dvakrát (V_{Cd}^{2-}) ionizované akceptorové hladiny nebo intersticiální atomy Cd_I v krystalech pěstovaných na kadmiové části fázového diagramu. Komplexní defekty tvořené (V_{Cd}^{2-}) a příměsovými atomy ze skupin III a VII se chovají jako jedenkrát ionizované mělké akceptory. Mnohé další přirozené defekty jsou shrnuty v *tabulce 1.1*. Mezi těmito defekty jsou navíc vakance teluru V_{Cd} , telur místo kadmia v mřížce (site) Te_{Cd} , intersticiální telur Te_I a komplex $Te_{Cd}-V_{Cd}$.

1.2.2 Dopovaný CdTe

V mnoha aplikacích CdTe je kladen požadavek na vysoký odpor materiálu (řádově $10^9\Omega\text{m}$) a současně minimální počet pasťových center pro nosiče snižujících sběr náboje. Přestože se krystaly pěstují z velmi čistých materiálů, jsou v nich přítomny chemické nečistoty v zastoupení řádově 10^{13}cm^{-3} , které spolu s přirozenými defekty diskutovanými výše vnášejí lokalizované hladiny dovnitř zakázaného pásu, které se chovají jako donory a akceptory. Je tedy potřeba přidat do krystalů další příměsi a poruchy, které v nich kompenzují původní nečistoty. Je experimentálně prokázáno [20], že ke zvýšení odporu CdTe je vhodné dopovat materiál dvěma následujícími skupinami prvků:

1. Přechodné kovy

Vzorky dopované například titanem, niklem či vanadem mohou díky hladinám poblíž středu zakázaného pásu vykazovat vysoký odpor (více v [21] nebo [22]).

2. Prvky skupin I, III, IV a VII

V této práci se budeme zabývat vzorky dopovanými prvky z těchto skupin (In, Sn, Cl). Lze je dále rozdělit podle hloubky hladin, které vnášejí do zakázaného pásu:

(a) **Mělké příměsové hladiny**

Prvky skupin I, II, III a VII díky své nízké ionizační energii vnáší do zakázaného pásu mělké hladiny. Prvky I. skupiny přítomné v mřížce místo kadmia se chovají jako akceptory, zatímco v intersticiální poloze jako donory [23]. Prvky III. skupiny v místě kadmia a VII. skupiny v místě teluru tvoří donorové hladiny. Dopováním uvedenými prvky se kompenzují nečistoty a přirozené defekty v "čistém" materiálu.

Důležitými jevy při dopování CdTe mělkými donory je tvorba komplexů donor-vakance (V_{Cd}) zvaných A-centra a proces samokompence. Bylo pozorováno, že při dopování indiem tvoří In_{Cd} mělké donory. Koncentrace volných nosičů roste lineárně s nižší koncentrací india N_{In} . Tento nárůst končí u $N_{In} \doteq 2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ [24]. Výše od limitu rozpustnosti india v CdTe ($\sim 1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$) je tento jev považován za důkaz procesu samokompence, kdy při zvyšování N_{In} dochází k tvorbě V_{Cd} [22].

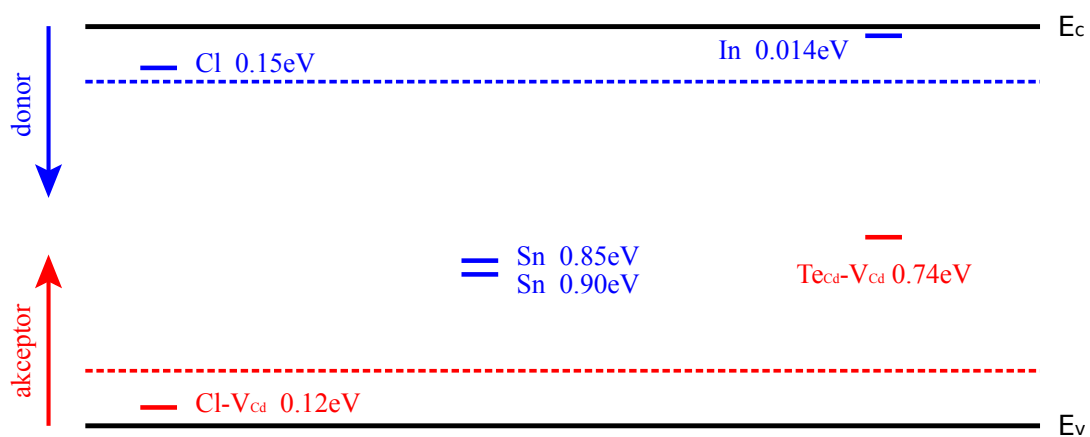
CdTe dopovaný chlorem vykazuje vysoký odpor [12], když Cl_{Te} je mělký donor s hladinou 0.14eV pod vodivostním pásem. Dále fotoluminescenční měření prokázala existenci chlorových A-center s energií 0.12eV nad valenčním pásem a opticky detekovatelná magnetická rezonance prokázala A-centra tvořená V_{Cd} vakancí a Cl_{Te} donorem [37]. Teoretický model vysvětlující roli mělkých donorů při tvorbě vysokoodporových stavů při nízké koncentraci hlubokých hladin ($< 10^{13} \text{cm}^{-3}$) byl navržen v [25]. Tento model je založen na procesech samokompence a precipitace V_{Cd} v CdTe dopovaným indiem a chlorem během ochlazování na pokojovou teplotu.

(b) **Hluboké příměsové hladiny**

Hluboké hladiny jsou do materiálu vnášeny především prvky ze IV. skupiny (Ge, Sn). Podrobná studie defektů vysokoodporového CdTe:Sn pěstovaného metodou chlazení ve vertikálním gradientu teploty a Bridgmanovou metodou pomocí optických, fotoelektrických a elektrických měřících metod je popsána v [26]. Podle této studie se Sn chová přirozeně jako hluboký donor a má zásadní roli při fixaci Fermiho hladiny poblíž středu zakázaného pásu.

Přehled energetických hladin příměsí prvků ze skupin I, II, IV a VII a jejich komplexů s přirozenými defekty je v *tabulce 1.2*. Vybrané hladiny jsou znázorněny

v pásovém schématu na *obr.1.3* . Více informací o této problematice lze získat v [22, str. 11-13].



Obr. 1.3: Vybrané přirozené a příměsové hladiny v CdTe uvnitř zakázaného pásu. Čárkované čáry oddělují mělké hladiny od hlubokých.

Defekt	E [eV]	σ [cm ²]	Typ	Metoda	Ref.
V_{Cd}	0.1		akceptor	DLTS, PICTS	[6]
V_{Cd}	0.1	$(6.4-8.4) \times 10^{-16}$	akceptor	TEES	[7]
V_{Cd}	0.21		akceptor	TEES	[8]
V_{Cd}	0.23-0.25	$(1.8-9) \times 10^{-16}$	akceptor	TEES	[7]
V_{Cd}	0.4		akceptor	DLTS, PICTS	[6]
V_{Cd}	0.43		akceptor	TEES	[9]
V_{Cd}	0.73		donor	TEES	[8]
V_{Cd}	0.73		akceptor	TEES	[10, 11]
V_{Cd}	0.76		akceptor	DLTS, PICTS	[6]
V_{Cd}	0.78	4×10^{-13}	akceptor	PICTS	[12, 13]
Te_{Cd}	0.39-0.43	$(2.3-4.9) \times 10^{-13}$	donor	TEES	[7]
Te_{Cd}	0.74		donor	TEES	[10, 11]
$Te_{Cd}-2V_{Cd}$	0.43-49	1.1×10^{-14}	akceptor	TEES	[7]
$Te_{Cd}-2V_{Cd}$	0.69-0.71	$(1.8-4.7) \times 10^{-14}$	akceptor	TEES	[7]
$Te_{Cd}-V_{Cd}$	0.85-0.73	1.58×10^{-12}	akceptor	TEES	[7]
V_{Te}	1.4		donor	Photo-EPR	[14]
V_{Te}	1.1		donor	DLTS, PICTS	[6]
V_{Te}	0.4		donor	teor.	[15]
V_{Te}	0.5	1×10^{-16}	donor	teor.	[16, 17]
Cd_I	0.64	4×10^{-12}	donor	DLTS, PICTS	[6, 13]
Cd_I	0.54		donor	PICTS	[18]
neznámý	0.25	$2-3 \times 10^{-19}$			[17]
neznámý	0.24	$2-6 \times 10^{-17}$		DLTS	[19]
neznámý	0.88	1.2×10^{-12}			[17]

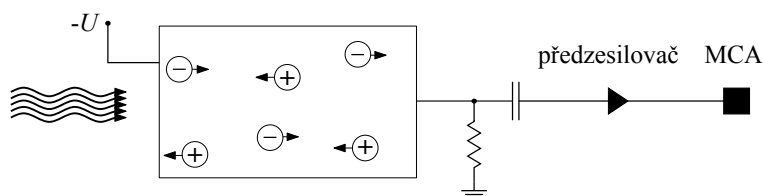
Tabulka 1.1: **Přehled přirozených defektů v CdTe** (E ...energie hladiny, σ ...záchytný průřez). Užívané metody pro detekci hladin: Photo-EPR - fotoelektronová paramagnetická rezonance (photo electron paramagnetic resonance), DLTS - transientní spektroskopie hlubokých hladin (deep level transient spectroscopy), PICTS - fotoindukovaná transientní proudová spektroskopie (photo induced current transient spectroscopy), TEES - termoelektrická spektroskopie (thermal emission electron spectroscopy), PL - fotoluminiscence (photoluminescence), ODMR - Opticky detekovaná magnetická rezonance (optically detected magnetic resonance), SPS - povrchová plazmonová spektroskopie (surface plasmon spectroscopy), CPM - metoda stálého proudu (constant photocurrent method), TSC - tepelně stimulovaná proudová spektroskopie (Thermally stimulated current spectroscopy), Hall - Hallova měřicí metoda (Hall measurement) a TDL - spektroskopie s využitím laditelného diodového laseru (tunable diode laser spectroscopy).

Defekt	E [eV]	σ [cm ²]	Typ	Metoda	Ref.
Al	0.014		donor	PL	[27]
As	0.092		akceptor	PL	[28]
Cl	0.014		donor	EPR	[29]
Cl	0.015		donor	PL	[27]
Cl-V _{Cd}	0.12		akceptor	PL,ODMR	[31]
F	0.014		donor	PL	[27]
Ga	0.014		donor	PL	[27]
Ge	0.73		akceptor	Photo-EPR	[28]
Ge	0.95		donor	Photo-EPR	[32]
In	0.014		donor	PL	[27]
In	0.22	8.6×10^{-13}	akceptor	DLTS	[33]
In	0.23	2×10^{-15}	akceptor	QTS	[13]
In	0.23	$3-4 \times 10^{-13}$	akceptor		[35]
In	0.28	2×10^{-13}	akceptor		[35]
In	0.32	2×10^{-14}	akceptor	QTS	[13]
In	0.34	$1-5.5 \times 10^{-13}$	akceptor	DLTS	[27]
In	0.34	1×10^{-13}	akceptor		[35]
In	0.38	4.9×10^{-14}	akceptor		[35]
In	0.47	2×10^{-15}	akceptor		[35]
In	0.58	2×10^{-15}	akceptor	DLTS	[33]
In	0.68	3×10^{-13}	akceptor	DLTS	[33]
In	0.8	5×10^{-13}	akceptor	QTS	[13]
In, nedop.	0.21	5×10^{-14}	akceptor	DLTS	[33]
In, nedop.	0.28	6.5×10^{-13}	akceptor	DLTS	[33]
In, nedop.	0.38	3×10^{-9}	akceptor	DLTS	[33]
In, nedop.	0.46	4×10^{-14}	akceptor	DLTS	[33]
In, nedop.	0.74	$1-6 \times 10^{-14}$	akceptor		[35]
In, nedop.	0.86	2×10^{-12}	akceptor	DLTS	[33]
Li	0.058		akceptor	PL	[34]
N	0.056		akceptor	PL	[28]
Na	0.059		akceptor	PL	[34]
P	0.068		akceptor	PL	[28]
Pb	1.280		donor	Photo-EPR	[38]
Sn	0.38	0.9×10^{-13}	akceptor	QTS	[13]
Sn	0.43	4×10^{-14}	donor	QTS	[13]
Sn	0.51	1×10^{-14}	akceptor	QTS	[13]
Sn	0.55		akceptor	TEES	[10]
Sn	0.85		donor	Photo-EPR	[32]
Sn	0.89	5×10^{-12}	donor	QTS	[13]
Sn	0.9		donor	DLTS	[36]

Tabulka 1.2: Přehled defektů v CdTe způsobených příměsími ze skupin I, III, IV a VII.

1.3 Polovodičový detektor

Polovodičový detektor sestává z polovodičového vzorku s ohmickými nebo Schottkyho elektrodami. Vysokoenergetické fotony z vnějšího zdroje Rentgenova či gama záření generují v polovodiči elektron-děrové páry (fotoelektrický a Comptonův jev). Vzniklé elektrony a díry jsou díky přiloženému elektrickému poli odděleny, jsou odsáty příslušnými elektrodami a v elektrickém obvodu (obr.1.4) tak vzniká proud. Tento proud bývá integrován nábojově citlivým předzesilovačem a celkový náboj vzniklý vnějším ozářením se projeví jako napěťový puls, který se zapisuje do histogramu v multikanálovém analyzátoru (MCA). Fotony o různých energiích vytváří napěťové pulsy s různými amplitudami v předzesilovači a různými polohami píků v MCA. Ztráta náboje v detektoru související se záchytem nosičů a jejich rekombinací se projeví snížením amplitudy a nízkoenergetickým dokmitem u energetického píku.



Obr. 1.4: Schéma polovodičového detektoru

V souvislosti s transportem náboje v detektoru o tloušťce řádově několika milimetrů je požadována vysoká pohyblivost nosičů μ a doba jejich života τ . Toto minimalizuje záchyt a rekombinaci nosičů. Z tabulky 1.3 vidíme, že v CdTe a CdZnTe je pohyblivost a doba života děr velmi malá [2]. Pro většinu aplikací vyžadujících dobré spektrální rozlišení bývají detektory nastaveny tak, že v nich dochází pouze (nebo většinou) k transportu elektronů, zatímco příspěvek k proudu od děr je potlačen [3-5].

	μ [cm ² /Vs]	τ [s]
elektron	800-1000	$(1-5) \times 10^{-6}$
děra	30-80	$10^{-6}-10^{-7}$

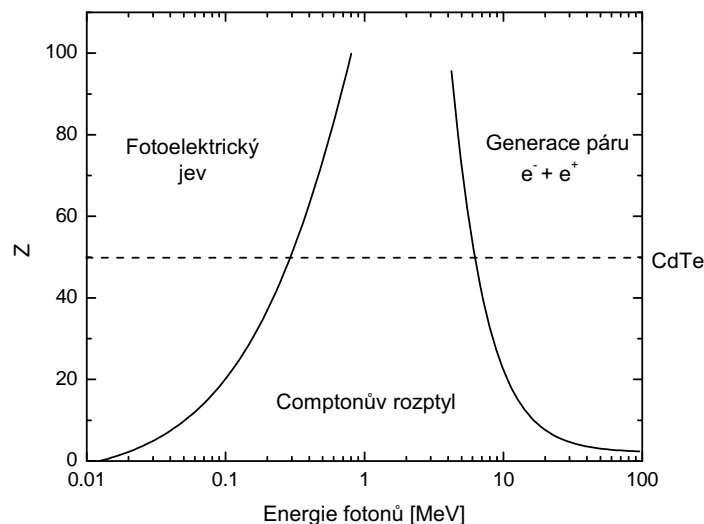
Tabulka 1.3: Přehled pohyblivostí μ a dob života τ nosičů náboje v CdTe a CdZnTe [2].

Zbytkový proud v detektoru pracujícím při pokojové teplotě s ideálním poměrem

signálu a šumu by neměl přesahovat několik nA. Je tedy zapotřebí, aby koncentrace volných nosičů náboje byla řádově 10^5cm^{-3} a současně aby byl krystal semiizolační s elektrickým odporem řádově $10^{10} \Omega \text{cm}$. V současnosti je většina detektorů vyráběna ze semiizolačních krystalů CdTe a CdZnTe s kovovými elektrodami (Pt, Au, In), které tvoří Schottkyho bariéry [2].

1.4 Detekce Rentgenova a gama záření

Zde stručně vysvětlíme, proč je materiál CdTe dobrým detektorem Rentgenova a gama záření. Na *obr.1.5* jsou vyznačeny oblasti s převažujícími procesy významně přispívajícími k detekci vysokoenergetického záření. Pro Rentgenovo záření ($\sim 120 \text{eV}$ až 120keV) a pro nízkoenergetické záření gama převažuje fotoelektrický jev, kdy dopadající foton předá svou kinetickou energii elektronu z K-slupky. Vzniklé místo v elektronovém obalu je zaplněno elektronem z vyšší slupky za doprovodu charakteristického Rentgenova záření. Uvolněný vysokoenergetický elektron se dále rozptyluje a v konečném důsledku dochází v polovodiči ke vzniku elektron-děrových párů. Comptonův rozptyl a vznik elektron-positronového páru také vede k fotoelektrickému jevu.



Obr. 1.5: Procesy v látce s atomovým číslem Z po dopadu vysokoenergetického fotonu.

Polovodič CdTe je díky vysokému atomovému číslu, hustotě a šířce zakázaného pásu vhodný k přípravě detektorů Rentgenova a gama záření pracujících při pokojové teplotě. Pravděpodobnost fotoelektrické absorpce σ_{pe} a tím i efektivita detekce silně závisí na atomovém čísle

$$\sigma_{pe} \sim \begin{cases} \frac{Z^4}{(h\nu)^{7/2}} & \text{pro nízké energie} \\ \frac{Z^5}{(h\nu)^{7/2}} & \text{pro vysoké energie,} \end{cases}$$

kde $h\nu$ je energie fotonu. CdTe má tedy oproti rozšířeným křemíkovým a germaniovým detektorům dvě podstatné výhody: vysoké atomové číslo a není jej nutné chladit.

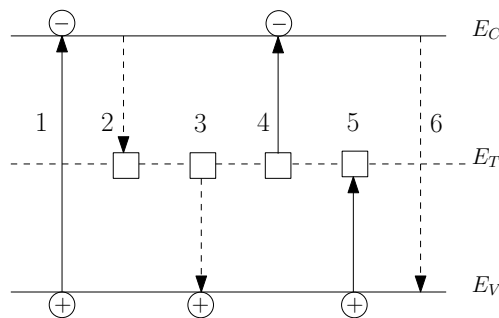
Kapitola 2

Teorie

V teoretickém úvodu stručně představíme základy pro numerické modelování fotovodivosti v homogenním planárním vzorku tloušťky L napájeného napětím U a charakterizovaného Fermiho energií E_F s rovnováhou elektronových (n_0) a děrových (p_0) hustot před ozářením.

2.1 Hall-Shockley-Readův model

Pásové schéma pro ideální krystal polovodiče sestává z vodivostního a valenčního pásu, které jsou odděleny pásem zakázaných energií. Jsou-li v krystalu přítomny defekty, existují uvnitř zakázaného pásu diskrétní energetické hladiny E_T , které vytváří generačně-rekombinační centra pro elektrony. Defekty mohou být způsobeny buď příměsemi nebo poruchami krystalu jako jsou dislokace, precipitáty, vakance či intersticiální atomy.



Obr. 2.1: Pásové schéma pro Hall-Shockley-Readův model. Základní procesy : 1-generace páru elektron-díra, 2-záchyt elektronu na pasti, 3-záchyt díry na pasti, 4-uvolňování elektronu z centra, 5-uvolňování díry z centra, 6-mezipásová rekombinace.

Hall-Shockley-Readův statistický model pro generaci a rekombinaci elektron-děrových párů v polovodiči je založen na záchytu elektronů na generačně-rekombinačních centrech (hlubokých hladinách) s koncentrací N_T ležících uvnitř zakázaného pásu. Generační a rekombinační procesy v polovodiči s jednou hlubokou hladinou jsou znázorněny na *obr.2.1*.

Základní podmínky pro užití Hall-Shockley-Readova modelu:

1. Volné nosiče náboje (elektrony resp. díry) jsou popsány koncentracemi n resp. p a středními termickými rychlostmi v_n resp. v_p .
2. Všechny přechody jsou okamžité procesy.
3. Parametry záchytných center nezávisí na stavu okolního systému; odpovídají rovnovážnému stavu.

Koncentrace generačně-rekombinačních center pro elektrony n_t a pro díry p_t dávají celkovou koncentraci center N_T :

$$N_T = n_t + p_t \tag{2.1}$$

Nyní zavedeme veličiny potřebné pro Shockley-Readův model:

- σ_n - záchytný průřez elektronů
- σ_p - záchytný průřez děr

Na základě záchytných průřezů rozeznáváme:

- $\sigma_n \approx \sigma_p$ - rekombinační centrum
- $\sigma_n > \sigma_p$ - past pro elektrony
- $\sigma_n < \sigma_p$ - past pro díry

Doba života volných elektronů vzhledem k záchytu na centru τ_n je definována jako

$$\tau_n = \frac{1}{\sigma_n v_n (N_T - n_t)}. \tag{2.2}$$

Změny koncentrací elektronů resp. děr ve vodivostním resp. valenčním pásu a změna koncentrace elektronů na centru jsou popsány následujícími rovnicemi:

$$\frac{dn}{dt} = g - \sigma_n v_n (N_T - n_t) + \sigma_n v_n n_1 n_t, \quad (2.3)$$

$$\frac{dp}{dt} = g - \sigma_p v_p p n_t + \sigma_p v_p p_1 (N_T - n_t), \quad (2.4)$$

$$\frac{dn_t}{dt} = \sigma_n v_n n (N_T - n_t) - \sigma_n v_n n_1 n_t - \sigma_p v_p p n_t + \sigma_p v_p p_1 (N_T - n_t), \quad (2.5)$$

kde n_1 a n_2 jsou koncentrace elektronů a děr v případě, že $E_F = E_T$, kde E_F je Fermiho mez a zároveň platí

$$\Delta p = \Delta n + \Delta n_t. \quad (2.6)$$

Řešením rovnic (2.3-6) získáme tzv. Hall-Shockley-Readovu rovnici pro relaxační dobu τ nosičů náboje:

$$\tau = \tau_{n0} \cdot \frac{p_0 + p_1 + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n} + \tau_{p0} \cdot \frac{n_0 + n_1 + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta p}, \quad (2.7)$$

kde n_0 resp. p_0 jsou koncentrace volných elektronů resp. děr za tmy a τ_{n0} resp. τ_{p0} jsou doby života elektronů resp. děr podle vztahu (2.2) pro $n_t=0$ (tedy elektrony zaplněnou resp. prázdnou hladinu).

2.2 Drift-difúzní a Poissonova rovnice

Pohyb nosičů náboje v pevné látce popisuje Drift-difúzní rovnice [1]. Konkrétně pro hustotu proudu elektronů \mathbf{j}_e platí

$$\mathbf{j}_e = e\mu_e n \mathbf{E} + \mu_e k_B T \nabla n + \mu_e k_B n \nabla T, \quad (2.8)$$

kde e je elementární náboj, \mathbf{E} intezita elektrického pole, k_B Boltzmanova konstanta, T teplota a μ_e pohyblivost elektronů, která je dána vztahem

$$\mu_e = \frac{e}{m_e^*} \cdot \tau,$$

kde m_e^* je efektivní hmotnost elektronu a τ relaxační doba. Vztah (2.8) platí po záměně příslušných veličin analogicky i pro díry.

První člen pravé strany rovnice (2.3) popisuje drift nosičů, zatímco druhý a třetí popisují jejich difúzi. Při konstantní teplotě je třetí člen nulový a Drift-difúzní rovnice se redukuje na tvar

$$\mathbf{j}_e = e\mu_e n \mathbf{E} + \mu_e k_B T \nabla n. \quad (2.9)$$

Vliv prostorového náboje na rozložení elektrického pole a pohyb nosičů náboje ve vzorku je určen řešením Poissonovy rovnice. Rovnováha elektronů a děr v rovnovážném fotoexcitovaném stavu je popsána rovnicemi

$$0 = \Phi \alpha e^{-\alpha x} + \mu_n \left[\frac{k_B T}{e} \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial x} (E_x n) \right] - R, \quad (2.10a)$$

$$0 = \Phi \alpha e^{-\alpha x} + \mu_p \left[\frac{k_B T}{e} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{\partial}{\partial x} (E_x p) \right] - R, \quad (2.10b)$$

kde Φ je fotonový tok, α absorpční koeficient. Drift je popsán pomocí Einsteinovy rovnice $eD = k_B T \mu$. Rekombinace nosičů R je popsána Hall-Shockley-Readovým modelem:

$$R = \frac{\gamma_n \gamma_p N_T (np - n_0 p_0)}{\gamma_n (n + n_1) + \gamma_p (p + p_1)}, \quad (2.11)$$

kde $\gamma_{n(p)} = \sigma_{n(p)} \cdot v_{n(p)}$ je záchytný koeficient elektronů (děr).

Elektrické pole souvisí s elektrochemickým potenciálem φ

$$E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad (2.12)$$

který je řešením Poissonovy rovnice

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \frac{\rho}{\varepsilon} \quad (2.13)$$

s okrajovými podmínkami $\Phi(0) = 0$ a $\Phi(L) = U$. Hustota náboje ρ je dána změnou obsazení pásů a hladin

$$\rho = e(p - p_0 - n + n_0 - n_t + n_{t0}). \quad (2.14)$$

Užitá hodnota dielektrické permitivity je $\varepsilon_{CdTe} = 10.3\varepsilon_0$. Pro obsazení hlubokých hladin platí

$$n_t = \frac{N_T(\gamma_n n + \gamma_p p_1)}{\gamma_n(n + n_1) + \gamma_p(p + p_1)}, \quad (2.15)$$

$$n_{t0} = \frac{N_T}{1 + e^{\frac{E_T - E_F}{k_B T}}}. \quad (2.16)$$

Změny v obsazení mělkých hladin jsou zanedbány.

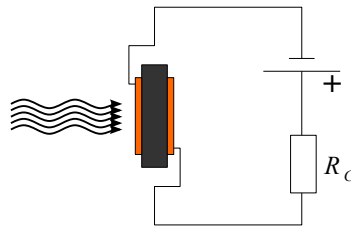
Rovnice (2.10) s hraničními podmínkami $n(0) = n(l) = n_0$ a $p(0) = p(L) = p_0$ jsou řešeny numericky použitím iterační metody. Temný proud I_0 a fotoproud I_{pc} jsou konstantní v celém vzorku a pro fotoproud platí

$$I_{pc} = eL[\mu_n n(x) + \mu_p p(x)]E_x(x) - e(\mu_n n_0 + \mu_p p_0)U. \quad (2.17)$$

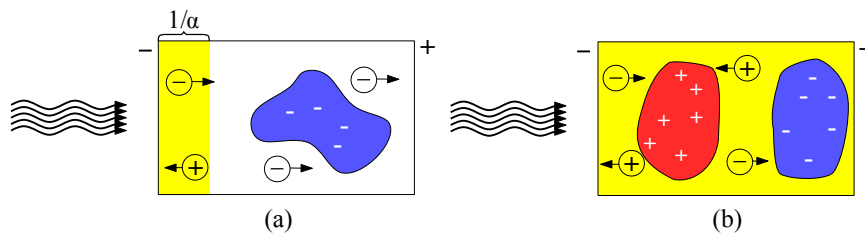
2.3 Procesy ve vzorku po ozáření

Měřením lux-ampérových charakteristik na vysokoodporových vzorcích CdTe při pokojové teplotě pomocí He-Ne laseru ($\lambda = 632,8 \text{ nm} \sim 1.95 \text{ eV} > E_G$) byl zjištěn [38] pokles fotoprodu se zvyšujícím se osvětlením $I_{pc} \sim \Phi^\alpha$, $\alpha < 1$. Experiment byl uspořádán podle obr.2.2. Světlo pohlcené několik μm pod předním kontaktem (viz průběh absorpčního koeficientu na obr.1.2) generuje elektron-děrové páry,

které jsou přiloženým napětím od sebe odtrženy a putují k příslušným elektrodám (obr.2.3a).



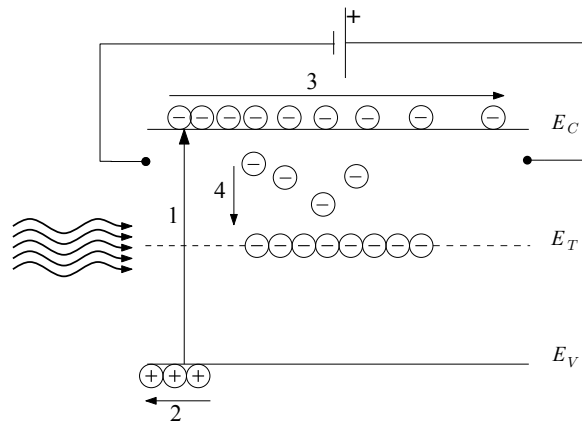
Obr. 2.2: Schéma konfigurace detektoru, kdy záření dopadá na vzorek rovnoběžně s elektrickým polem v detektoru přes polopropustný kontakt



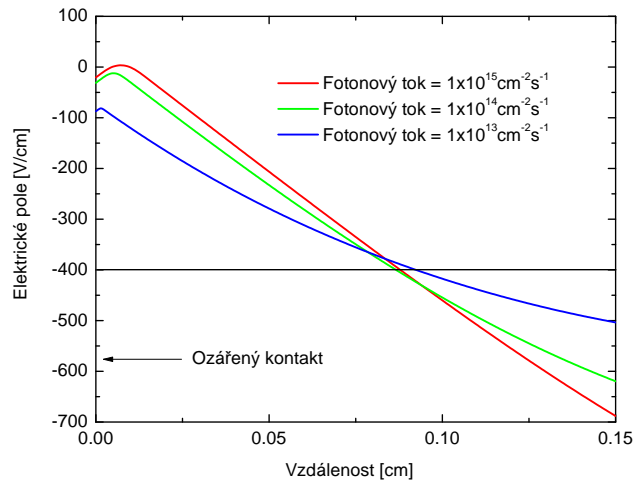
Obr. 2.3: Dva případy hloubky průniku záření do vzorku: a) Záření pohlceno těsně pod povrchem ($1/\alpha$), v této konfiguraci díry ihned odsáty a elektrony zachyceny na pastech. b) Záření proniká hlouběji do vzorku, záchyt elektronů i děr na pastech, vznik kladně i záporně nabitých OPN.

Model vysvětlující sublinearitu lux-ampérových charakteristik je založen na přítomnosti diskretních energetických hladin poblíž středu zakázaného pásu a využívá drift-difúzní i Poissonovy rovnice. Generované díry jsou prakticky ihned odsáty přední elektrodou, přesto se díky velkému záchytnému průřezu jejich část zachytí na pastech a v tenké vrstvě vzorku pod předním kontaktem vytvoří velmi slabý kladný prostorový náboj. Prakticky je ovšem celý vzorek nabit záporně, neboť elektrony driftující k zadní elektrodě jsou také zachycovány na pastech obr.2.4 (a to v mnohem větší míře díky řádově delší délce driftu, než jak je tomu u děr), tvoří záporně nabitě oblasti prostorového náboje (OPN) a stíní tak přiložené elektrické pole, jehož průběh na vzdálenosti od předního kontaktu je znázorněn v grafu na obr.2.5. Analogická situace nastane při opačné polaritě přiloženého pole, kdy jsou na pastech zachycovány díry, zatímco elektrony jsou odsáty přední elektrodou. Teoretické výpočty ukazují, že maximální koncentrace hlubokých center, kdy lux-ampérová charakteristika vykazuje sublineární závislost, je menší než 10^{13}cm^{-3} , a to pro širokou škálu záchytných průřezů elektronů a děr [38].

V této práci se budeme zabývat také případem, kdy na vzorek dopadá záření o nižší energii ($< E_G$), které v závislosti na absorpčním koeficientu (obr.1.2) proniká hlouběji do vzorku. Ke generaci nosičů dochází v objemu vzorku a jak elektrony tak díry putují větší částí vzorku k příslušným elektrodám. Analogicky k výše uvedenému modelu v důsledku záchytu nosičů na pastech vznikají jak záporně tak kladně nabitě oblasti prostorového náboje (obr.2.3b).



Obr. 2.4: Ilustrace procesů po ozáření vzorku: záření pohlceno pod povrchem. (1) generace elektron-děrových párů, (2) díry ihned odsáty anodou, (3) elektrony putující ke katodě jsou cestou zachycovány na pastech (4)



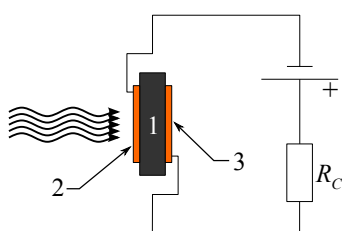
Obr. 2.5: Numerický model rozložení elektrického pole pro různé fotonové toky (parametry fitu: $N_T = 6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $E_T = E_C - 0.7 \text{ eV}$, $\sigma_e = 4.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ a $\sigma_h = 2.9 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$) [38]. Přímka u -400 V/cm značí průběh elektrického pole bez započtení Poissonovy rovnice. U ozářeného kontaktu je patrný vliv zachycených děr na pastech na el. pole.

Kapitola 3

Experiment

V této části se budeme zabývat experimentálním uspořádáním. Měřili jsme lux-ampérové charakteristiky (závislost fotoproudu na dopadajícím fotonovém toku) předložených vzorků CdTe. Jako zdroj záření byl užit He-Ne ($\lambda = 632.8\text{nm}$) a laditelný Ti:safírový ($\lambda = (690 - 1100)\text{nm}$) laser. Záření dopadalo na zlatý polopropustný kontakt a pouze několik procent dopadajících fotonů kontaktem prošlo a generovalo elektron-děrové páry. Pomocí šedých filtrů se měnila intenzita osvětlení. Fotonový tok dopadající na vzorky po započtení propustností kontaktů se pohyboval řádově od $10^{13}\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ do $10^{17}\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Lux-ampérové charakteristiky byly proměřeny také pro různá napětí přiložená na vzorky. Všechna měření probíhala při pokojové teplotě (300K).

3.1 Experimentální uspořádání



Obr. 3.1: Uspořádání experimentu. 1-vzorek, 2 a 3-zlaté kontakty, R_c -sériový odpor

Během experimentu byla měřena změna napětí na vzorku vlivem ozáření (fotonapětí) U_{pc} . Dopadající záření bylo rovnoběžné s přiloženým elektrickým polem. Pro výpočet fotoproudu I_{pc} byl užit vztah vyplývající z uspořádání elektrického obvodu (obr.3.1)

$$I_{pc} = U_{pc} \cdot \frac{(R_c + R_0)(R_c + R_0 - \Delta R)}{S R_c R_0 (R_0 - \Delta R)}, \quad (3.1)$$

kde R_0 je odpor vzorku bez osvětlení, ΔR změna odporu vzorku v důsledku ozáření, R_c sériový odpor a S ozářená plocha vzorku.

3.2 Vzorky

Zkoumané vysokoodporové krystaly CdTe byly připraveny metodou chlazení ve vertikálním gradientu teploty [37], pěstovány z telurové taveniny a dopovány chlorem, indiem nebo cínem. V *tabulce 3.1* je přehled proměřených planárních vzorků s plochami 0.25cm^2 - 1cm^2 a tloušťkami 1mm-1.5mm.

Vzorek	Dopant	Odpor [$10^9\Omega$]	Pozn.
č.1	In	3	<i>MF</i>
č.2	In	2	<i>MF</i>
č.3	In	0.04	<i>MF</i>
č.4	In	5	<i>MF</i>
č.5	Cl	0.7	A
č.6	Cl	0.7	<i>MF</i>
č.7	Sn	1	<i>MF</i>

Tabulka 3.1: Přehled proměřených vzorků CdTe. *MF*...vzorek připraven na MF UK v Praze, A...vzorek vyroben firmou Acrorad v Japonsku

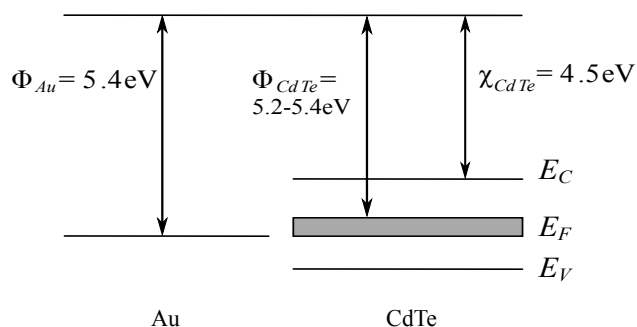
3.3 Kontakty

Pro potřeby experimentu bylo potřeba vytvořit na vzorcích ohmické kontakty. Dále bylo potřeba, aby jeden z kontaktů (přední) byl polopropustný. Pro užití vzorky bylo vhodné použít zlato¹.

3.3.1 Vlastnosti kontaktů

Z pásového schématu na *obr.3.2* je vidět, že výstupní práce elektronu ze zlata Φ_{Au} a ze semiizolačního CdTe Φ_{CdTe} je přibližně stejná, takže by nemělo docházet

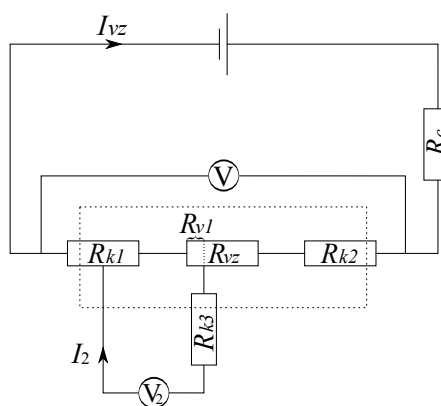
¹Zlaté kontakty byly užity u všech proměřených vzorků vyjma vzorku č.5, u kterého tvoří přední kontakt platina a zadní indium.



Obr. 3.2: Pásové schéma kontaktu. Výstupní práce elektronu ze zlata a CdTe.

k přílišnému zahnutí pásů a vzniku Schottkyho bariéry s oblastí prostorového náboje v důsledku zahnutí pásů vlivem kontaktu. Pro správné vyhodnocení lux-ampérových charakteristik naším modelem je podstatné, aby prostorový náboj generovaný ve vzorku vlivem osvětlení byl výrazně větší, než náboj vzniklý zahnutím pásů pod kontaktem s kovem.

Při měření voltampérových charakteristik okontaktovaných vzorků bez osvětlení byla pozorována lineární závislost. Ovšem kdyby se oba kontakty chovaly jako Schottkyho bariéry orientované proti sobě, soustava vzorku s takovými kontakty by za tmy také vykazovala lineární volt-ampérovou závislost. Bylo tedy nutné kontakty proměřit zvlášť pomocí tzv. *metody tří kontaktů* (schéma na obr.3.3) a ověřit jejich ohmičnost.



Obr. 3.3: Metoda tří kontaktů-schéma obvodu. R_{ki} odpory kontaktů, R_{vz} odpor vzorku, R_{v1} odpor části vzorku mezi kontakty 1 a 3, I_{vz} proud procházející vzorkem, I_2 proud procházející větví s elektroměrem V_2 . Tečkovaný obdélník symbolizuje vzorek spolu s kontakty.

Metoda tří kontaktů je založena na skutečnosti, že díky vysokému odporu elektroměru V_2 je proud $I_2 \ll I_{vz}$. Pro napětí ve větvi tohoto elektrometru platí

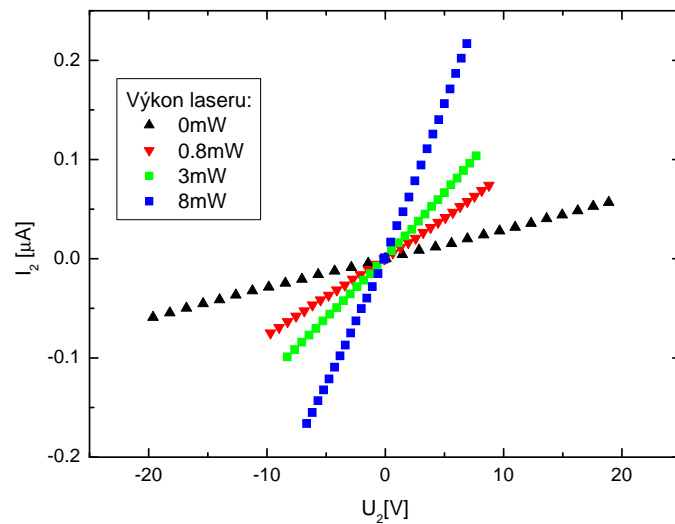
$$U_2 = R_{k1}I_{vz} + R_{v1}I_{vz} + R_{k3}I_2, \quad (3.2)$$

což po úpravě a zanedbání I_2 vůči I_{vz} dává

$$U_2 = (R_{k1} + R_{v1}) \cdot I_{vz}, \quad (3.3)$$

kde $R_{k1} + R_{v1}$ je odpor soustavy CdTe a zlaté vrstvy. Vztah (3.3) tak udává voltampérovou charakteristiku kontaktu.

Výsledky měření voltampérových charakteristik předního kontaktu za tmy a za různého osvětlení (He-Ne laserem) jsou shrnuty na obr.3.4. Z grafu je vidět, že kontakt vykazuje lineární voltampérovou charakteristiku. Je tedy ohmický.



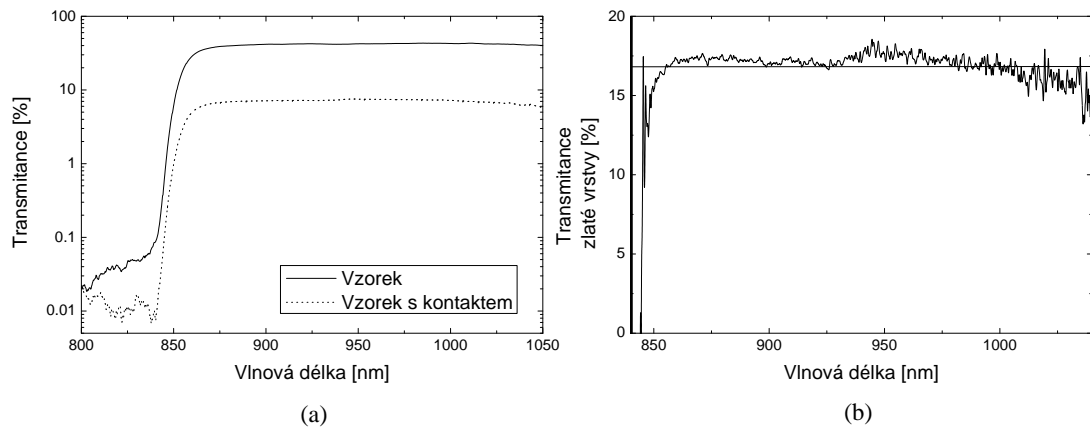
Obr. 3.4: Metoda tří kontaktů. Voltampérové charakteristiky kontaktu za tmy a za osvětlení.

3.3.2 Příprava kontaktů

Před nanesením kontaktu byly vzorky mechanicky očištěny a odleptány v 1% roztoku Br-methanolu. Zadní kontakty byly nanесeny chemicky 0.1% roztokem AuCl_3 s dobou expozice 10s až 15s. Pro přípravu předního kontaktu bylo užito dvou metod. Nanesli jsme jej chemicky stejně jako zadní kontakt nebo napařováním kovového zlata v napařovačce evakuované turbomolekulární vývěvou na tlak 2×10^{-6} atm.

3.3.3 Propustnost kontaktů

Propustnosti kontaktů byly měřeny Fourierovským spektrometrem v rozpětí vlnových délek od 700nm do 1100nm tak, že nejprve byl proměřen vzorek bez kontaktu a následně s kontaktem. Výsledná propustnost zlatých kontaktů se řádově pohybovala v jednotkách procent. Pro vzorek č.1 jsou jednotlivé propustnosti zobrazeny v grafech na obr.3.5. Pokles signálu pro vlnové délky menší než 850nm je způsoben absorpcí světla v CdTe.

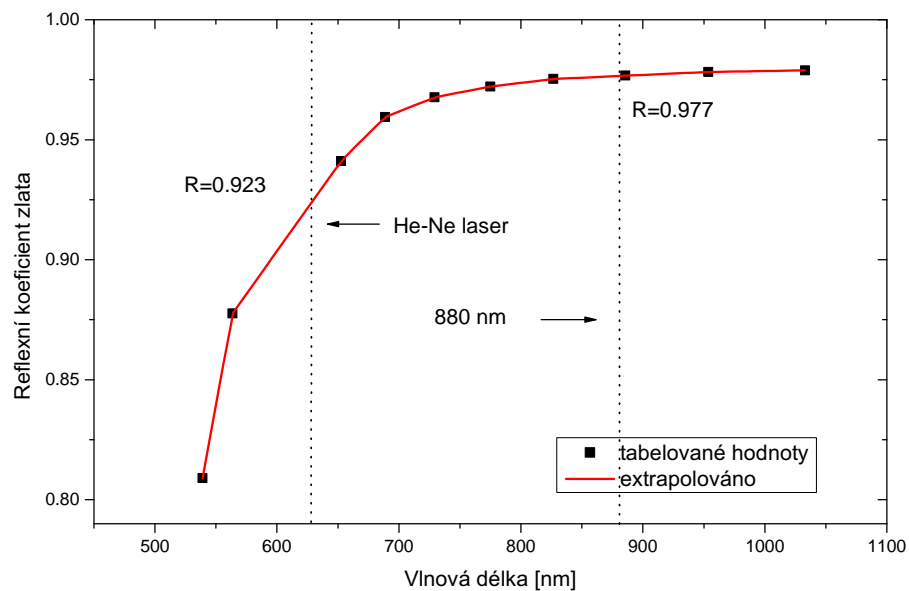


Obr. 3.5: Kontakt na vzorku č.1. (a) Propustnost vzorku s kontaktem, (b) propustnost kontaktu.

Propustnosti kontaktů u vzorků jsme určili pro vlnovou délku 880nm s přesností 10%. Pro měření fotovodivosti He-Ne laserem bylo nutné určit propustnost kontaktu pro vlnovou délku 632.8nm. Ta byla určena z poměru reflexních koeficientů zlata při obou vlnových délkách odečtem z grafu na obr.3.6 extrapolovaného z tabelovaných hodnot uvedených v [39]. Pro vlnovou délku He-Ne laseru je propust-

nostnost zlatého kontaktu přibližně 2.3 krát vyšší než při měření spektrometrem při $\lambda = 880\text{nm}$.

Výsledky měření propustnosti kontaktu pro jednotlivé vzorky jsou shrnuty v tabulce 3.2 a vyneseny v grafech na obr.3.6.

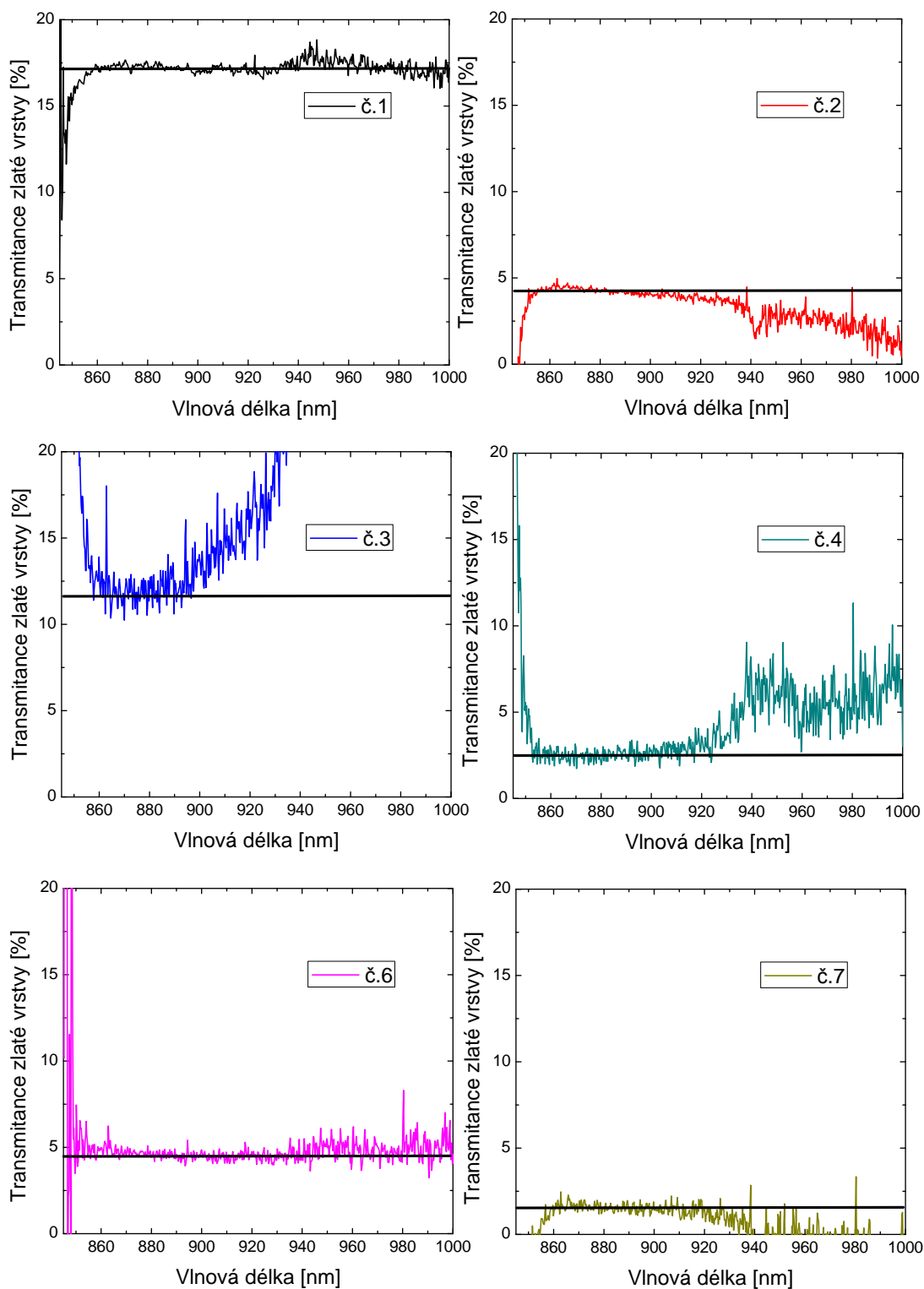


Obr. 3.6: Odrazivost zlata

Vzorek	Propustnost 880nm	Propustnost 633nm
č.1	17%	40%
č.2	4%	10%
č.3	13%	30%
č.4	3%	7%
č.6	4%	10%
č.7	2%	5%

Tabulka 3.2: Propustnosti kontaktů

Výjimku tvoří vzorek č.5 vyrobený firmou Acrorad, na který byl již při výrobě nanesen platinový přední a indiový zadní kontakt. Propustnost předního kontaktu tedy nebylo možné zjistit, ale jak uvidíme dále, tak tato skutečnost nehraje zásadní roli při měření povahy lux-ampérových charakteristik.



Obr. 3.7: Propustnosti kontaktů.

3.4 Chyby měření

Chyby užitých měřících přístrojů pro potřeby našeho experimentu, při kterém sledujeme sklon směrníc lux-ampérových charakteristik, jsou zanedbatelné. Multimetr a elektroměr od firmy **Keithley Instruments** mají uvedenou nepřesnost měření 0.1%. Užitý měřič výkonu laseru **Ophir Nova II** má chybu měření 1%.

Výše uvedené chyby přístrojů jsou zanedbatelné vůči chybě v určení propustnosti kontaktu, kterou odhadujeme na přibližně 20% a chybě určení průměru svazku zaření (a následně plochy svazku S uvedené v rovnici (3.1)), kterou odhadujeme až na 50%. Chyba určení propustnosti kontaktu spolu s chybou určení plochy svazku ovšem nemají vliv na sklon směrníc zkoumaných lux-ampérových charakteristik vynesných v logaritmickém měřítku na obou osách (viz *obr.4.1* v kap.4), projeví se pouze v nepatrném posunutí grafu podle souřadných os.

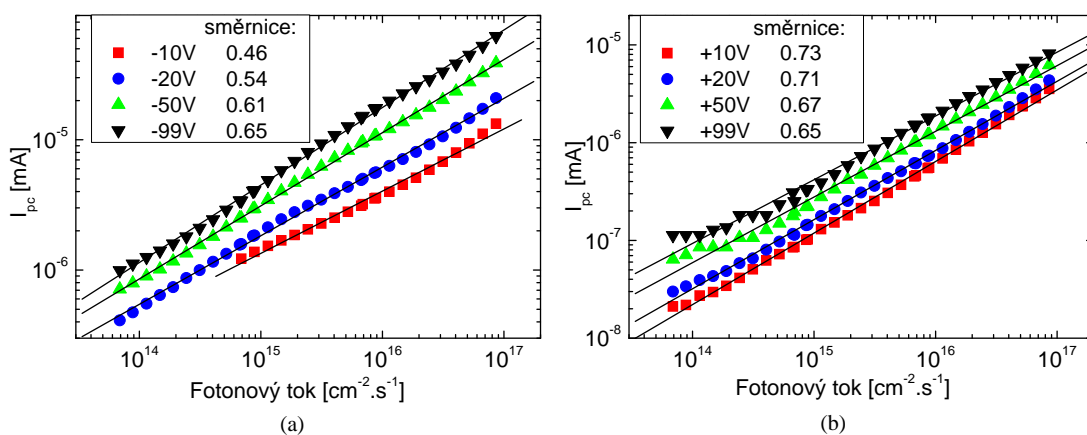
Jediným zásadním faktorem ovlivňujícím sklony směrníc lux-ampérových charakteristik je šum fotoproudu odhadnutý na 10% vzniklý vlivem neustáleného stavu při průběhu experimentu (změna osvětlení a přiloženého napětí na vzorek). Relativní chyba směrnice lux-ampérových charakteristik se započtením šumu fotoproudu činí max. 2.5% pro He-Ne laser a cca 5% pro Ti-safírový laser.

Kapitola 4

Výsledky měření

4.1 He-Ne laser

Měření fotovodivosti vzorků CdTe He-Ne laserem ($E = 1.96\text{eV}$) probíhala při přiložených napětích 10V, 20V, 50V a 99V. Kladná resp. záporná polarita napětí dále v textu a v grafech značí přiložené kladné resp. záporné napětí na přední (ozářený) kontakt¹. Dopadající fotonový tok na vzorek se řádově pohyboval od $10^{12}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ do $10^{17}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.



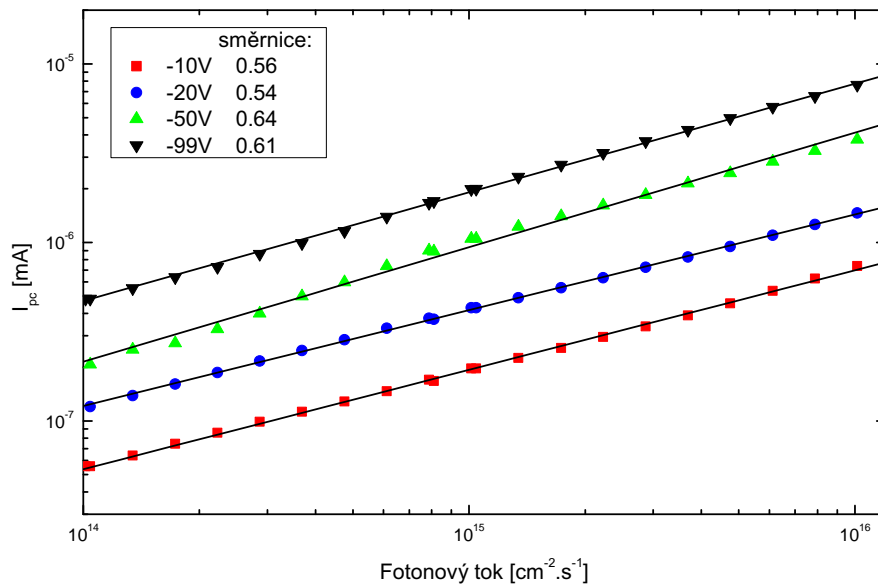
Obr. 4.1: Lux-ampérové charakteristiky vzorku č.1 (CdTe:In) pro různá přiložená napětí. (a)-záchyt elektronů na pastech, (b)-záchyt děr na pastech

Na *obr.4.1* vidíme lux-ampérové charakteristiky vzorku č.1. Směrnice těchto charakteristik α jsou menší než jedna a splňují tak teoretický předpoklad z kap.2.3

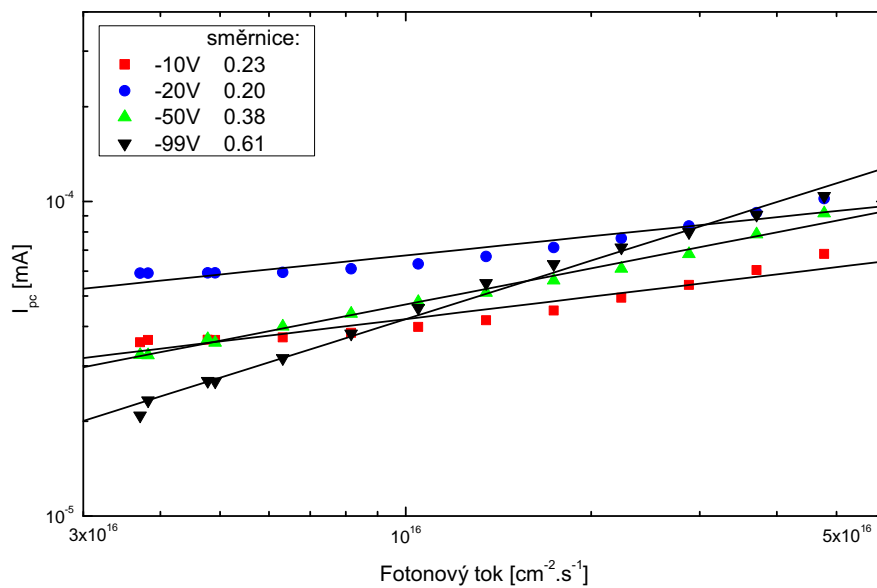
¹Při kladné polaritě jsou v případě generace elektron-děrových párů těsně pod kontaktem elektrony ihned odsáty předním kontaktem a transportu náboje se účastní především díry, jak je uvedeno v kap.2.3. Pro záporné napětí převažuje transport elektronů.

o stínění přiloženého elektrického pole nábojem nahromaděným na hlubokých hladinách. Pro potřeby dobrého detektoru bude důležitější zkoumat transport elektronů, neboť elektrony mají o řád vyšší pohyblivost, rychleji tak doputují ke kontaktu, jsou tak méně zachytávány na pastech nebo na nich nestačí zrekombinovat a sebraný náboj vzniklý ozářením vzorku bude vyšší. U dalších vzorků se tedy omezíme na experimenty se záporným přiloženým napětím na přední kontakt.

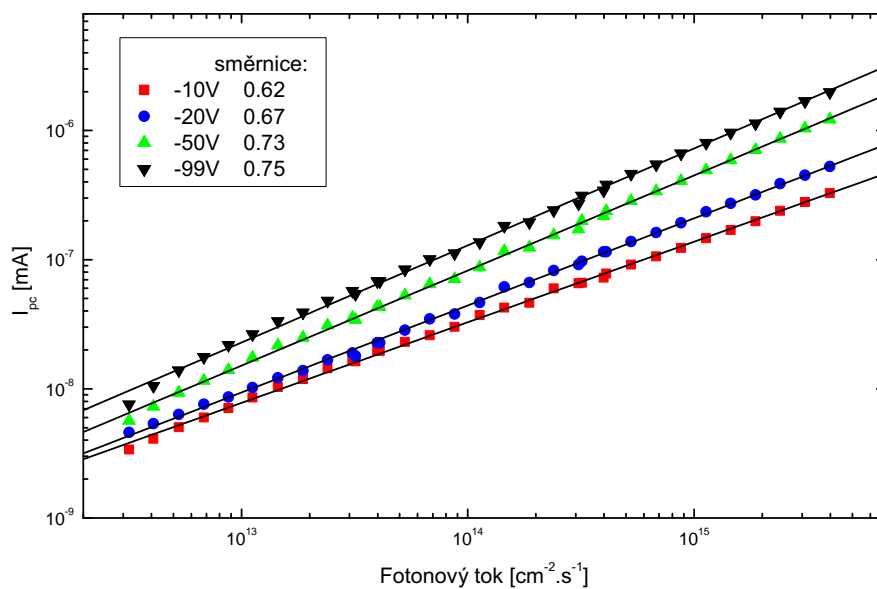
V grafech na obr.4.2 až 4.7 jsou vyneseny spolu se směrnicemi lux-ampérové charakteristiky ostatních vzorků pro různá záporná napětí. Z grafů je na první pohled patrné, že všechny směrnice jsou menší než jedna. Všimněme si, že některé grafy jsou zobrazeny pouze pro vysoký fotonový tok ($\Phi > 10^{14} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), zejména graf patřící vzorku č.3 na obr.4.3. Důvodem je šum fotoproudu pro nižší osvětlení vzniklý přítomností náboje u kontaktu důsledkem slabého zahnutí pásu, který je srovnatelný se světelně generovaným nábojem nebo dokonce vyšší. Fotoproud v této oblasti nevykazuje v logaritmickém měřítku v grafu lineární závislost. Pro silnější osvětlení má náboj vzniklý zahnutím pásu u kontaktu zanedbatelný vliv a lux-ampérové charakteristiky jsou v logaritmickém měřítku lineární.



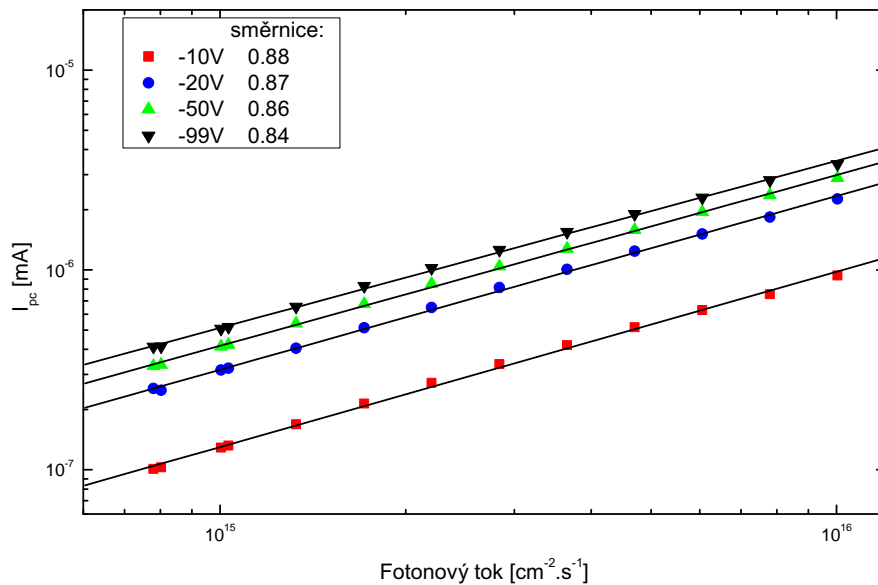
Obr. 4.2: Lux-ampérové charakteristiky vzorku č.2 (CdTe:In)



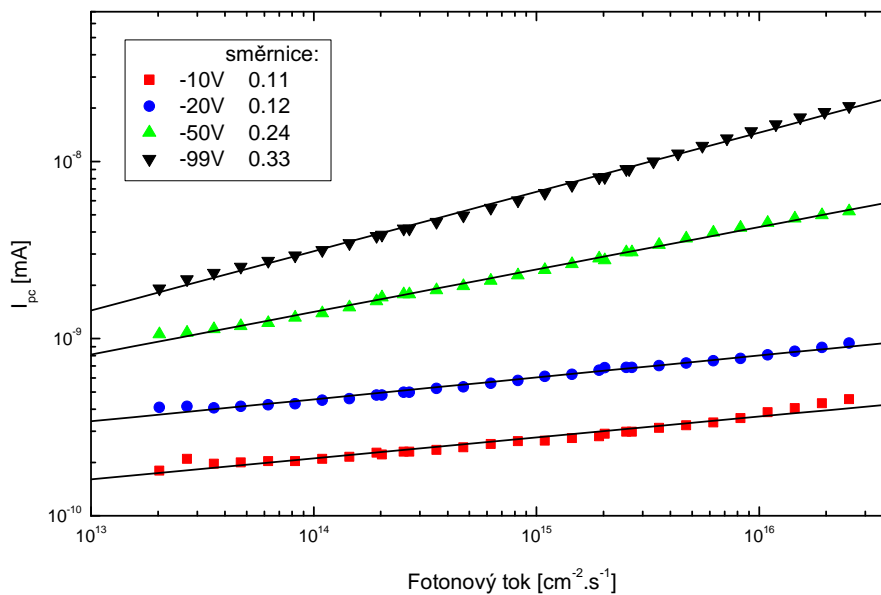
Obr. 4.3: Lux-ampérové charakteristiky vzorku č.3 (CdTe:In)



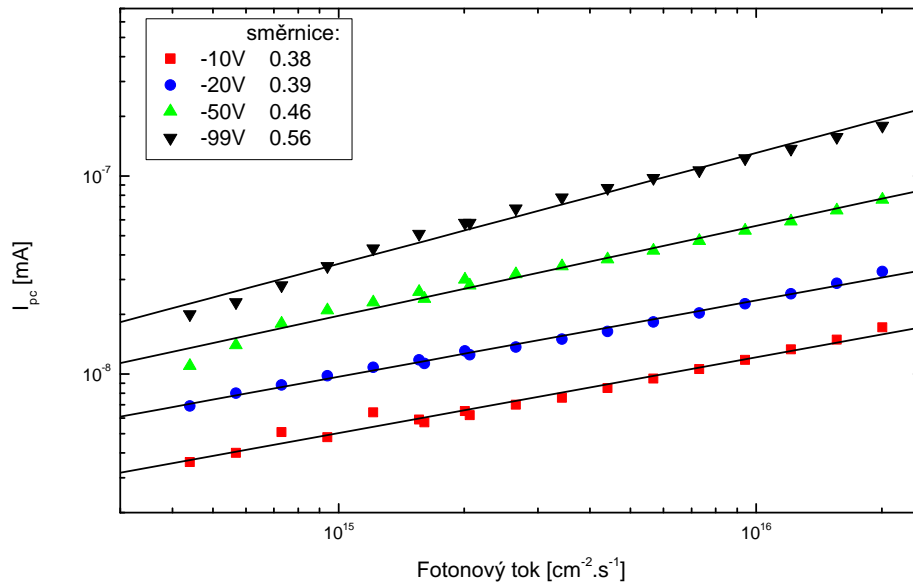
Obr. 4.4: Lux-ampérové charakteristiky vzorku č.4 (CdTe:In)



Obr. 4.5: Lux-ampérové charakteristiky vzorku č.5 (CdTe:Cl)



Obr. 4.6: Lux-ampérové charakteristiky vzorku č.6 (CdTe:Cl)



Obr. 4.7: Lux-ampérové charakteristiky vzorku č.7 (CdTe:Sn)

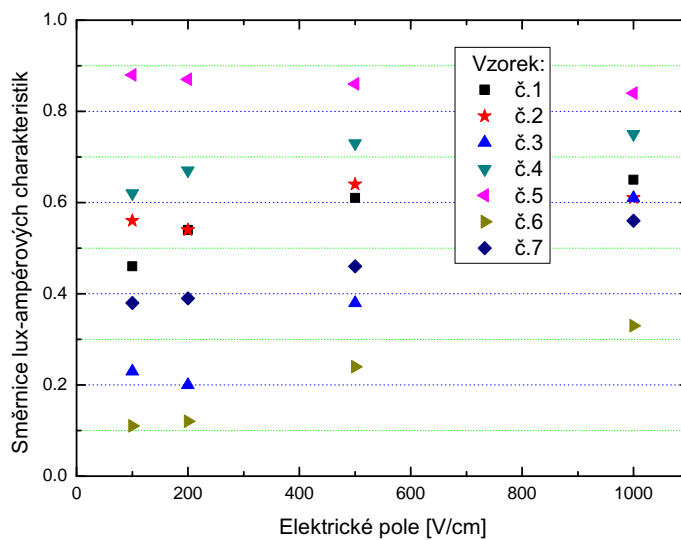
Hodnoty naměřených směrnic lux-ampérových charakteristik α jednotlivých vzorků v závislosti na záporném přiloženém elektrickém poli jsou uvedeny v *tabulce 4.1* a vyneseny v grafu na *obr.4.8*. V grafu pozorujeme stoupající tendenci lux-ampérových charakteristik se zvětšujícím se přiloženým elektrickým polem². Tento nárůst můžeme vysvětlit tak, že větší napětí zkrátí dobu sběru náboje a tím oslabí vliv hlubokých příměsových hladin jako pastí a detekce má v tomto případě vyšší účinnost. Tento předpoklad je potvrzen experimentálně pozorovanou korelací směrnic lux-ampérové charakteristiky a součinu pohyblivosti s dobou života elektronů ($\mu\tau_e$) měřené pomocí alfa spektroskopie³ (*obr.4.9*). Tato korelace není překvapivá, uvážíme-li podobné podmínky obou experimentů, kdy jsou elektron-děrové páry generovány těsně pod ozářeným kontaktem. Většina elektrického signálu je generována v důsledku pohybu elektronů k neozářené katodě, zatímco díry prakticky okamžitě po generaci rekombinují na katodě.

²Výjimku tvoří vzorek č.5, který spolu s kontakty není ohmický.

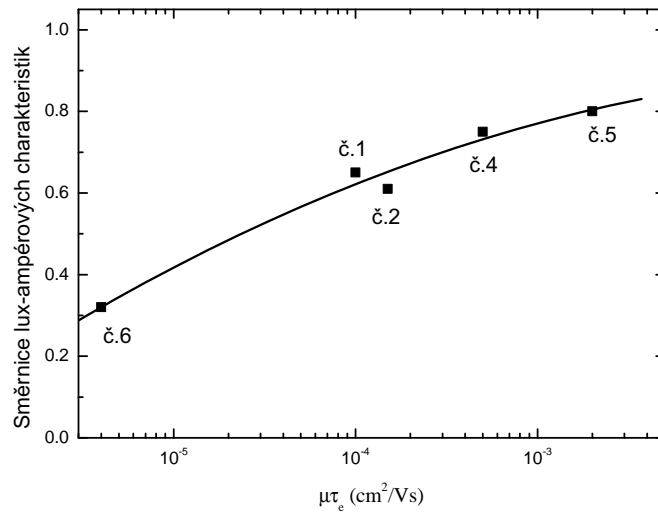
³Pozn.: Záření α je podobně jako záření s energií $E > E_G$ pohlceno těsně pod povrchem vzorku.

el.pole [V/cm]	č.1 α	č.2 α	č.3 α	č.4 α	č.5 α	č.6 α	č.7 α
100	0.46	0.56	0.23	0.62	0.88	0.11	0.38
200	0.54	0.54	0.2	0.67	0.87	0.12	0.39
500	0.61	0.64	0.38	0.73	0.86	0.24	0.46
990	0.65	0.61	0.61	0.75	0.84	0.33	0.56
graf:	<i>obr.4.1a</i>	<i>obr.4.2</i>	<i>obr.4.3</i>	<i>obr.4.4</i>	<i>obr.4.5</i>	<i>obr.4.6</i>	<i>obr.4.7</i>

Tabulka 4.1: Směrnice lux-ampérových charakteristik α jednotlivých vzorků pro záporné napětí přiložené k přednímu kontaktu



Obr. 4.8: Lux-ampérové charakteristiky He-Ne laser - souhrn



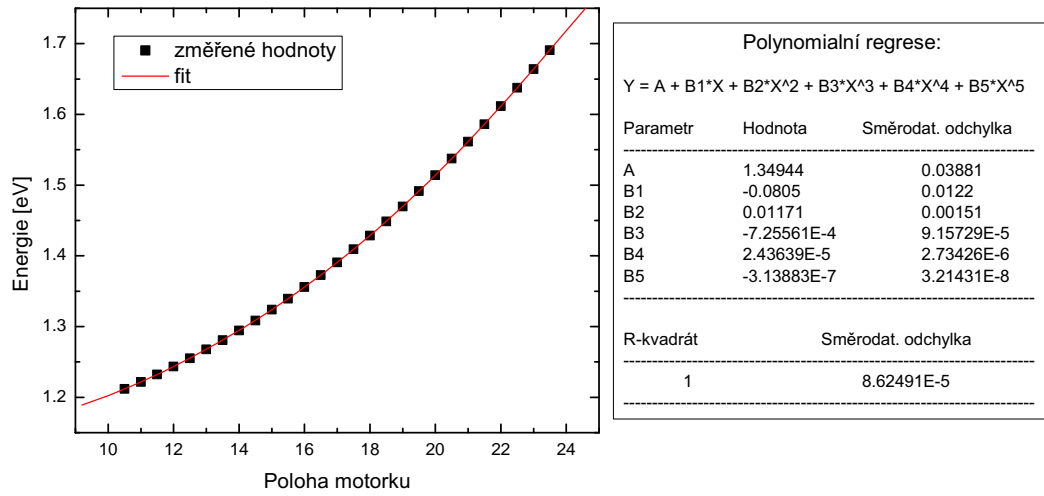
Obr. 4.9: Závislost směrnic lux-ampérových charakteristik na součinu pohyblivosti a doby života elektronu v CdTe změřená pomocí alfa spektroskopie. (Vzorky vyznačeny v grafu, přiložené napětí -100V)

4.2 Ti-safírový laser

Pomocí laditelného Ti-safírového laseru byly změřeny lux-ampérové charakteristiky čtyř vzorků CdTe (vzorky č.1, č.2, č.6 a č.7) pro různá přiložená napětí a pro různé excitační energie-v 9 až 10 bodech v rozsahu od 1.2eV do 1.7eV. Tento rozsah excitačních energií umožňoval měření fotovodivosti pro oba případy hloubky průniku záření do vzorku (pohlčení těsně pod povrchem a hlubší průnik) a bylo tak možné pozorovat změny ve fotovodivosti v oblasti šířky zakázaného pásu $E_G \sim 1.45\text{eV}$.

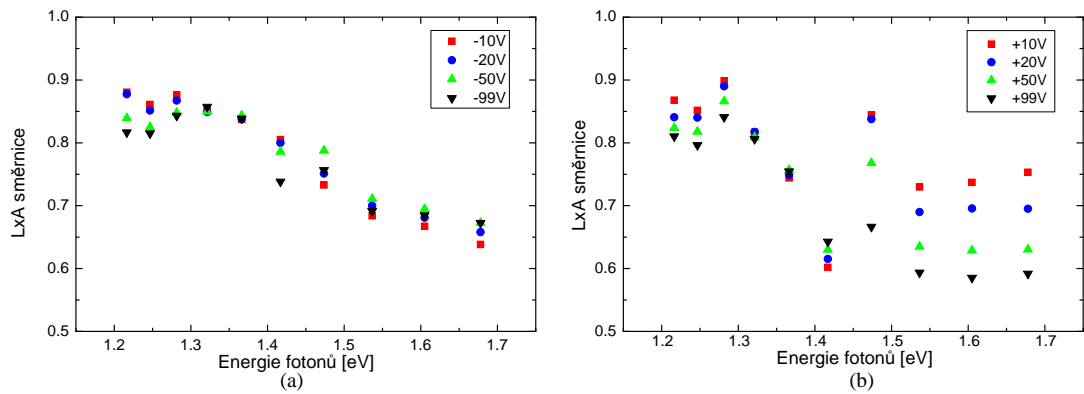
Nejprve bylo nutné zkalibrovat krokový motorek ovládající vlnovou délku laseru. Pro 27 poloh motorku byla pomocí spektroskopu Bruker IFS 66/S změřena vlnová délka laseru, která byla pak převedena na energii. Kalibrace energie Ti-safírového laseru pomocí polynomu pátého stupně je zobrazena spolu s parametry fitu na obr.4.10. Chyby spektroskopu i fitu jsou zanedbatelné a dále je neuvažujeme.

Jak uvidíme dále, tak průběhy lux-ampérových charakteristik v závislosti na excitační energii jsou pro jednotlivé vzorky značně odlišné. Na obr.4.11 jsou tyto závislosti vyneseny pro vzorek č.1 (CdTe:In) při záporném i kladném přiloženém



Obr. 4.10: Kalibrace Ti-safírového laseru

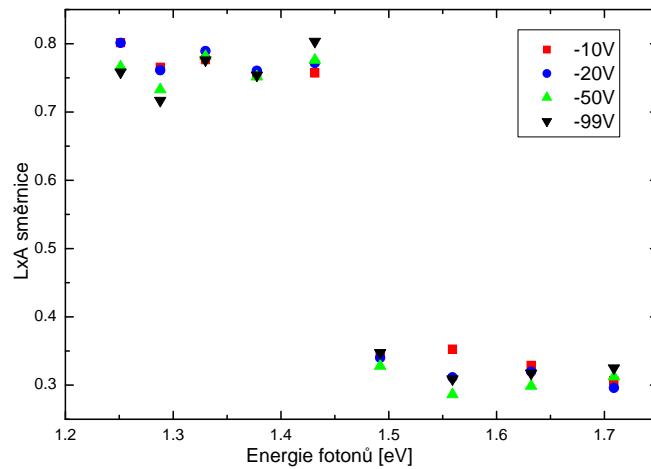
napětí. V oblasti energie zakázaného pásu pozorujeme růst směrnic lux-ampérových charakteristik se zmenšující se energií excitace a tedy i se zvětšující se hloubkou průniku záření do vzorku.



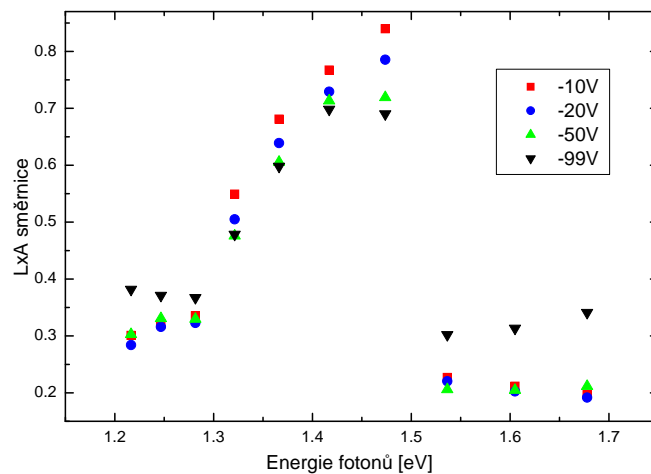
Obr. 4.11: Vzorek č.1 (CdTe:In)

Dále se ze stejného důvodu jako v kap.4.1 omezíme na vyhodnocování lux-ampérových charakteristik při přiloženém záporném napětí. Podobné monotónní chování závislosti lux-ampérových směrnic na excitační energii jako u vzorku č.1 jsme pozorovali u vzorku č.7 (CdTe:Sn, obr.4.12). Zde je však nárůst směrnic s klesající energií záření mnohem strmější než v předchozím případě. Vzestup

směrnic indikuje menší prostorový náboj na hlubokých hladinách.



Obr. 4.12: Vzorek č.7 (CdTe:Sn)

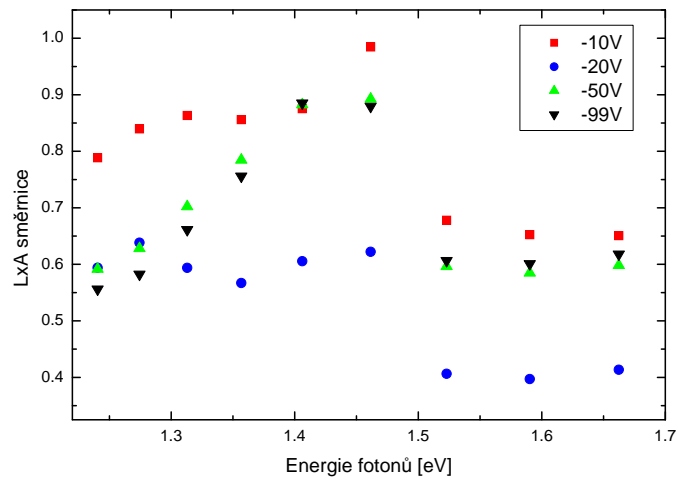


Obr. 4.13: Vzorek č.6 (CdTe:Cl)

U vzorku č.6 (CdTe:Cl, obr.4.13) nastala odlišná situace. Stejně jako u předchozích vzorků zde pro energie nižší než šířka zakázaného pásu sledujeme výrazný nárůst směrnic lux-ampérových charakteristik. Pak ovšem s klesající energií excitace následuje pokles směrnic těchto charakteristik. Příčina tohoto nemonotónního chování není zatím jasná a bude předmětem dalšího výzkumu mimo rozsah této práce.

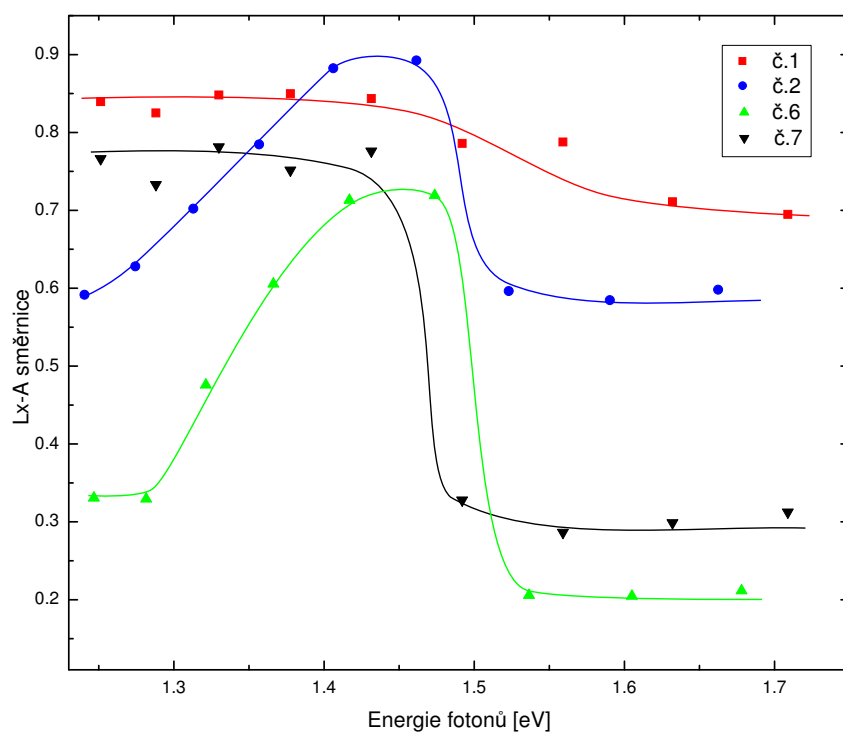
Vzorek č.2 (CdTe:In, obr.4.14) vykazuje monotónní růst směrnic s klesající energií excitace pro malá napětí, zatímco pro velká napětí je patrný stejný pokles

jako v případě předchozího vzorku č.6.



Obr. 4.14: Vzorek č.2 (CdTe:In)

Závislosti směrnic lux-ampérových charakteristik pro měřené vzorky v závislosti na energii excitace při přiloženém napětí -50V jsou pro srovnání vyneseny v souhrnném grafu na obr.4.15.



Obr. 4.15: Graf závislosti směrnic lux-ampérových charakteristik v závislosti na excitační energii pro různé vzorky. Přiložené napětí $-50V$. Plné barevné čáry slouží pouze k lepší orientaci v grafu.

Kapitola 5

Modelování

Náplň této kapitoly tvoří numerické modely fotovodivosti. K numerickému výpočtu fotoproudu pomocí iterací podle vztahu (2.17) s ohledem na Poissonovu rovnici a Hall-Shockley-Readův model posloužil program *Fotovodivost* vytvořený doc.Grilem.

Cílem numerického modelování v této práci bylo pomocí vhodných parametrů simulovat experiment měření lux-ampérových charakteristik v závislosti na energii excitace pomocí Ti-sařirového laseru (jako v kap.4.2) a pro několik případů otestovat chování tohoto modelu v závislosti na změně polohy Fermiho meze E_F , koncentrace hlubokých hladin N_T a záchytného průřezu elektronů vzhledem k těmto hladinám σ_n .

Přehled vstupních parametrů společných všem modelům je v *tabulce 5.1*. Energie hlubokých hladin E_T jsou umístěny do středu zakázaného pásu.

Parametr	Hodnota
Tloušťka vzorku L	1mm
Teplota T	295K
Přiložené napětí U	-100V
Fotonový tok Φ	$(1 \times 10^{13} - 1 \times 10^{16})\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
E_T	$0.5E_G$

Tabulka 5.1: Parametry fitování společné všem modelům.

Relativní chyba fitu směrnic lux-ampérových charakteristik určených ze závislosti fotoproudu na fotonovém toku pomocí programu *Fotovodivost* činí max. 4%.

Pozn.: Program Fotovodivost využívá místo energie excitace absorpčního koeficientu jako vstupního parametru. Převedené hodnoty absorpčního koeficientu

na energii jsou uvedeny v tabulce 5.2.

$E[\text{eV}]$	$\alpha[\text{cm}^{-1}]$
1.40	2*
1.45	16
1.475	267
1.50	5800
1.55	23500
1.65	29300

Tabulka 5.2: Převod absorpčního koeficientu α na energii fotonů. Hodnoty odečteny z grafu na obr.1.2; *) hodnota extrapolována.

5.1 Závislost směrnic lux-ampérových charakteristik na poloze Fermiho meze

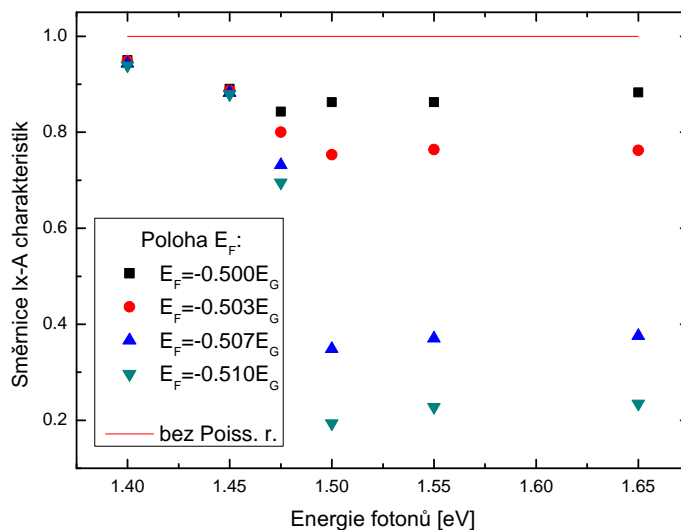
Numerické modely závislostí směrnic lux-ampérových charakteristik na energii excitace pro různé polohy Fermiho meze z intervalu $-0.50E_G < E_F < 0.51E_G$ jsou vyneseny v grafu na obr.5.1.

Pozn.: Poloha Fermiho meze $E_F = -0.51E_G$ značí, že mez se nachází v zakázaném pásu ve vzdálenosti $0.51 \cdot E_G$ od vodivostního pásu, $E_F = -0.5E_G$ přesně uprostřed pásu apod.

Na první pohled je z grafu zřejmé, že všechny směrnice lux-ampérových charakteristik jsou menší než jedna. Tato skutečnost je dána stíněním přiloženého elektrického pole prostorovým nábojem nahromaděným na hlubokých hladinách spočteným pomocí Poissonovy rovnice. Pokud při modelování nebereme tento prostorový náboj v úvahu, jsou směrnice lux-ampérových charakteristik pro všechny polohy Fermiho meze, a jak uvidíme dále pro změnu ostatních parametrů, rovny jedné. Tato skutečnost odpovídá teoretickým předpokladům uvedeným v kap.2.3 i experimentálními výsledkům v kap.4.

Nyní situaci na obr.5.1 rozebereme podrobněji. Vzestup směrnic lux-ampérových pro jednotlivé polohy Fermiho hladin s klesající energií excitace souvisí s hlubším průnikem světla do materiálu, kdy v důsledku odlišného rozložení prostorového náboje dochází k menší deformaci přiloženého elektrického pole v důsledku stínění. Model rozložení náboje a elektrického pole ve vzorku pro $E_F = -0.51E_G$ a různé excitační energie je znázorněn v grafech na obr.5.2¹.

¹Pozn.: Jednotky e.u. u náboje v grafu značí násobky elementárního náboje

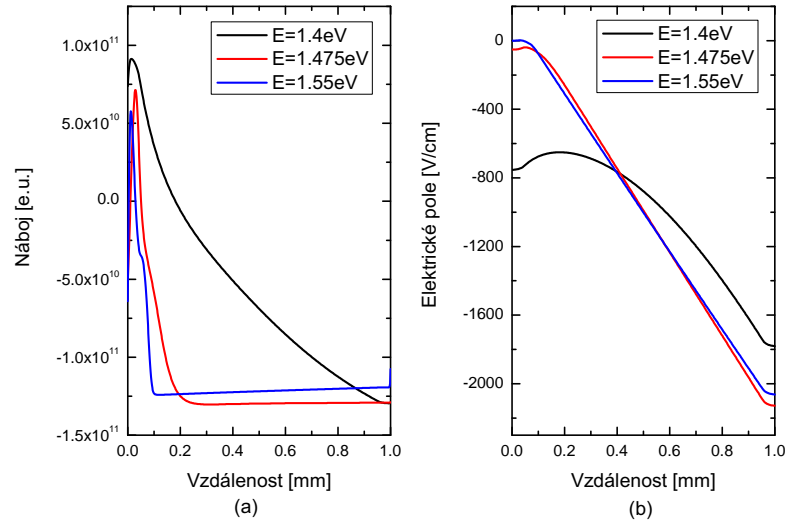


Obr. 5.1: Modelování pro různé polohy Fermiho meze E_F . $N_T = 2 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$, $\sigma_n = 5 \times 10^{-13} \text{cm}^{-2}$, $\sigma_p = 3 \times 10^{-14} \text{cm}^{-2}$.

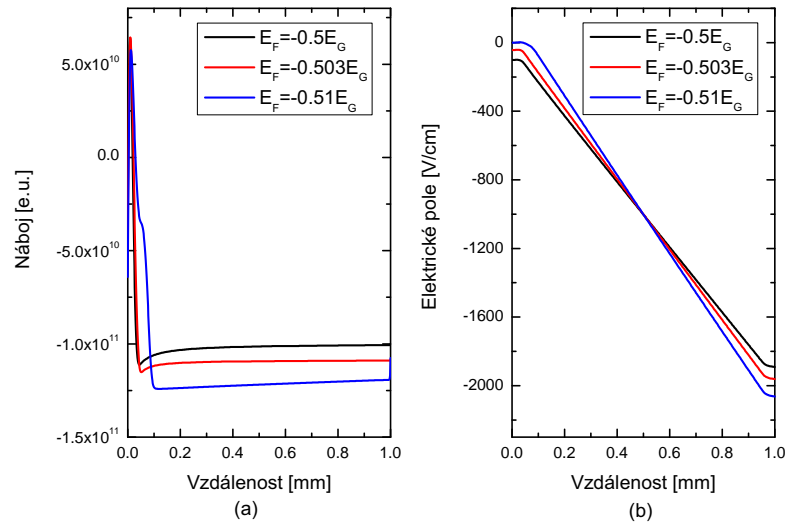
Pro všechny excitační energie je zde patrná existence záporně nabitě OPN v zadní části vzorku, která zeslabí elektrické pole u předního kontaktu. Toto zeslabení je výraznější u vyšších excitačních energií, kdy jsou elektron-děrové páry generovány těsně pod povrchem vzorku. U předního kontaktu je patrná menší kladně nabitá OPN vzniklá záchytem děr na pastech, která se zvětšuje s hloubkou průniku záření do vzorku (nižší excitační energie).

Vraťme se k modelu pro různé polohy Fermiho meze (obr.5.1). Pro $E_F > -0.5E_G$ pozorujeme pro vyšší excitační energie výrazný pokles směrnice lux-ampérových charakteristik. Pokles je dán rovnovážným zaplněním hluboké hladiny ($E_T = 0.5E_G$) elektrony, tedy vyšší mírou záchytu elektronů na nich a vzniku větší záporně nabitě OPN a silnějšímu stínění přiloženého elektrického pole. Model rozložení hustoty náboje a elektrického pole ve vzorku pro excitační energii $E = 1.55 \text{eV}$ a různé polohy Fermiho mezí je znázorněn v grafech na obr.5.3.

Průběhy hustoty náboje a elektrického pole na grafech v obr.5.3 jsou kvalitativně stejné. Je zde ovšem patrná vyšší deformace pole ve vzorku se vzrůstající vzdáleností Fermiho meze od hluboké hladiny směrem k valenčnímu pásu.



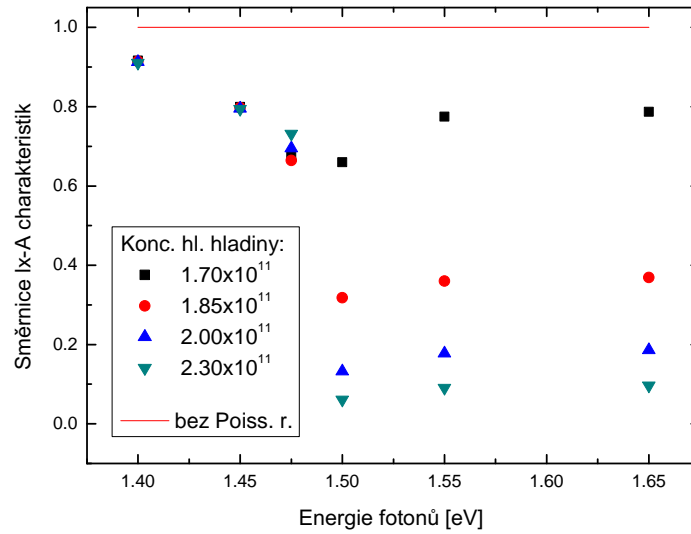
Obr. 5.2: Model rozložení hustoty náboje (a) a elektrického pole (b) v závislosti na vzdálenosti od předního kontaktu ve vzorku pro různé energie excitace. Parametry modelu: $E_F = -0.51E_G$, $N_T = 2 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$, $\sigma_n = 5 \times 10^{-13} \text{cm}^{-2}$, $\sigma_p = 3 \times 10^{-14} \text{cm}^{-2}$.



Obr. 5.3: Model rozložení hustoty náboje (a) a elektrického pole (b) v závislosti na vzdálenosti od předního kontaktu ve vzorku pro různé polohy Fermiho meze. Parametry modelu: excitační energie $E = 1.55 \text{eV}$, $N_T = 2 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$, $\sigma_n = 5 \times 10^{-13} \text{cm}^{-2}$, $\sigma_p = 3 \times 10^{-14} \text{cm}^{-2}$.

5.2 Závislost směrnic lux-ampérových charakteristik na koncentraci hlubokých hladin

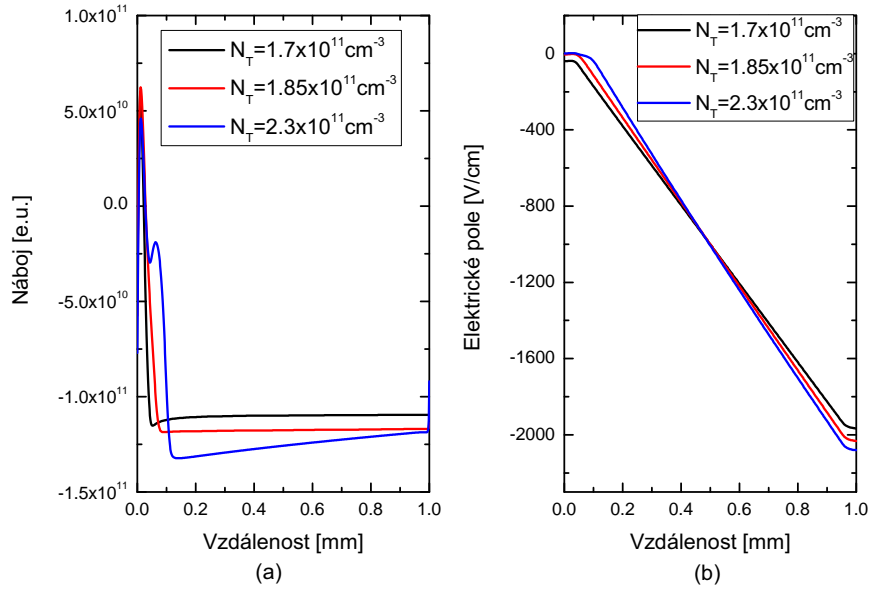
Numerické modely závislostí směrnic lux-ampérových charakteristik na energii excitace pro různé koncentrace hlubokých hladin z intervalu $1.7 \times 10^{11} \text{cm}^{-3} < N_T < 2.3 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ jsou vyneseny v grafu na *obr.5.4*.



Obr. 5.4: Modelování pro různé koncentrace hlubokých hladin N_T . $E_F = -0.51E_G$, $\sigma_n = 5 \times 10^{-13} \text{cm}^{-2}$, $\sigma_p = 3 \times 10^{-14} \text{cm}^{-2}$.

Pro vyšší energie excitace pozorujeme klesání směrnic lux-ampérových charakteristik se vzrůstající koncentrací hlubokých hladin, a tedy větší prostorový náboj ve vzorku. Pro nižší excitační energie není díky malému prostorovému náboji rozdíl směrnic pro různé koncentrace patrný.

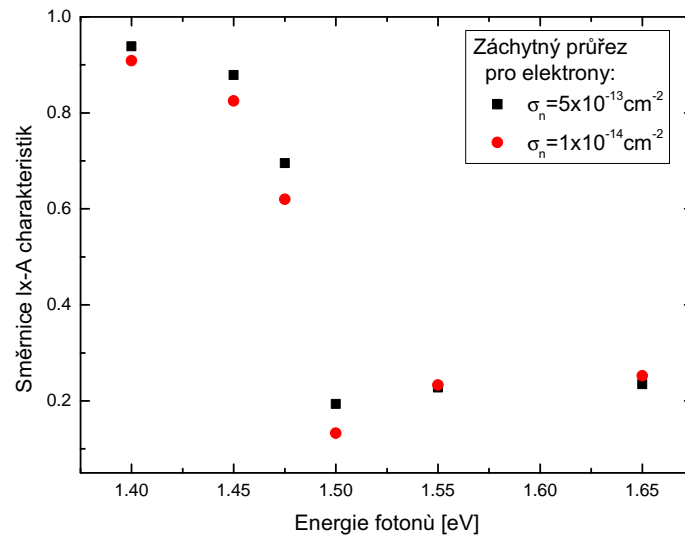
Model rozložení hustoty náboje a elektrického pole ve vzorku pro excitační energii $E = 1.55 \text{eV}$, Fermiho mez $E_F = -0.51E_G$ a různé koncentrace hlubokých hladin je znázorněn v grafech na *obr.5.5*. Průběhy hustoty náboje a elektrického pole na grafech v *obr.5.3* jsou opět kvalitativně stejné a je zde patrná vyšší deformace pole ve vzorku se vzrůstající koncentrací hlubokých hladin.



Obr. 5.5: Model rozložení hustoty náboje (a) a elektrického pole (b) v závislosti na vzdálenosti od předního kontaktu ve vzorku pro různé koncentrace hlubokých hladin. Parametry modelu: $E_F = -0.51E_G$, excitační energie $E = 1.55eV$, $\sigma_n = 5 \times 10^{-13} \text{cm}^{-2}$, $\sigma_p = 3 \times 10^{-14} \text{cm}^{-2}$.

5.3 Závislost směrnic lux-ampérových charakteristik na záchytném průřezu elektronů

Numerické modely závislostí směrnic lux-ampérových charakteristik na energii excitace pro dva různé záchytné průřezy elektronů vzhledem k hlubokým hladinám jsou vyneseny v grafu na *obr.5.6*. Je zřejmé, že směrnic lux-ampérových charakteristik pro nižší excitační energie nejsou stejné jako u předešlých modelů, ale že klesají s klesajícím záchytným průřezem elektronů.



Obr. 5.6: Modelování pro různé záchytné průřezy hlubokých hladin vzhledem k elektronům σ_n . $E_F = -0.51E_G$, $N_T = 2 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$, $\sigma_p = 3 \times 10^{-14} \text{cm}^{-2}$.

Kapitola 6

Závěr

Po seznámení se s problematikou hlubokých hladin uvnitř zakázaného pásu energií v polovodičích byl zkoumán fotoelektrický transport v několika předložených vysokoodporových vzorcích CdTe dopovaných indiem, chlorem nebo cínem.

Samotný experiment měření fotovodivosti (kap.4), který probíhal při pokojové teplotě, potvrzuje teoretický předpoklad z kap.2.3 o sklonu směrníc lux-ampérových charakteristik způsobeným stíněním přiloženého elektrického pole na vzorek díky přítomnosti oblastí prostorového náboje vzniklých akumulací světelně generovaných nosičů na hladinách uvnitř zakázaného pásu.

U vzorků s ohmickými kontakty byla při měření lux-ampérových charakteristik s použitím He-Ne laseru jako zdroje záření pozorována tendence růstu jejich směrníc se zvětujícím se přiloženým elektrickým polem. Tuto skutečnost vysvětlujeme vyšší pohyblivostí nosičů náboje ve vzorku ke kontaktům a oslabením vlivu hlubokých hladin jako pastí pro tyto nosiče urychlené silnějším elektrickým polem. Byla stanovena experimentální korelační křivka mezi směrnicí lux-ampérové charakteristiky a součinem pohyblivosti a doby života elektronů.

V experimentu s použitím laditelného Ti-safírového lasereu bylo navíc zkoumáno chování sklonu směrníc lux-ampérových charakteristik v závislosti na excitační energii pro široký interval absorpce (absorpční koeficient cca 1cm^{-1} až 50000cm^{-1}). Pro klesající energii excitace byl v oblasti energie zakázaného pásu a nižší pozorován vzestup směrníc lux-ampérových charakteristik směrem k jedné. Toto chování vysvětlujeme menší deformací elektrického pole při homogennějším prozáření vzorku.

Na závěr bylo spočteno několik numerických modelů simulujících měření lux-ampérových charakteristik pomocí Ti-safírového laseru pro různé polohy Fermiho

meze, hodnoty koncentrace hlubokých hladin a záchytného průřezu elektronů vzhledem k hlubokým hladinám. Výsledky modelování dobře popisují experimentálně pozorovaný nárůst směrnice lux-ampérových charakteristik s klesajícím absorpčním koeficientem.

Výsledky diplomové práce potvrzují možnost využití směrnice lux-ampérových charakteristik měřených při pokojové teplotě k charakterizaci integrálního náboje akumulovaného na hlubokých hladinách.

Literatura

- [1] Franc J., Höschl P.: *Fyzika polovodičů pro optoelektroniku I*, elektronické skriptum, MFF UK Praha 2007.
<http://alma.karlov.mff.cuni.cz/polovodice/skriptum.pdf>
- [2] Szeles C.: *CdZnTe and CdTe materials for X-ray and gamma ray radiation detector applications*, Physica Status Solidi B-Basic Research. 241 3 (2004), str. 783-790.
- [3] Luke, P.N.: *Single-Polarity Charge Sensing in Ionization Detectors Using Coplanar Electrodes*, Applied Physics Letters. 65 22 (1994) str. 2884-2886.
- [4] Barrett, H.H., J.D. Eskin, and H.B. Barber: *Charge - transport in arrays of semiconductor gamma-ray detectors*, Physical Review Letters. 75 1 (1995) str. 156-159.
- [5] Shor, A., Y. Eisen, and I. Mardor: *Optimum spectroscopic performance from CZT gamma- and X-ray detectors with pad and strip segmentation*, Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section a-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment. 428 1 (1999) str. 182-192.
- [6] Castaldini, A., A. Cavallini, B. Fraboni, P. Fernandez, and J. Piqueras: *Deep energy levels in CdTe and CdZnTe*, Journal of Applied Physics. 83 4 (1998) str. 2121-2126.
- [7] Soundararajan, R., K.G. Lynn, S. Awadallah, C. Szeles, and S.H. Wei: *Study of defect levels in CdTe using thermoelectric effect spectroscopy*, Journal of Electronic Materials. 35 6 (2006) str. 1333-1340.
- [8] Huang, Z.C., E. Eissler, and C.R. Wie: *Role of Cadmium Vacancy-Related Defects in CdTe Nuclear-Detectors* Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B-Beam Interactions with Materials and Atoms. 100 4 (1995) str. 507-510.
- [9] Szeles, C., Y.Y. Shan, K.G. Lynn, and A.R. Moodenbaugh: *Trapping properties of cadmium vacancies in Cd_{1-x}Zn_xTe*, Physical Review B. 55 11 (1997) str. 6945-6949.

- [10] Krsmanovic, N., A.W. Hunt, K.G. Lynn, P.J. Flint, and H.L. Glass: *Studies of deep trapping levels in undoped and Sn-doped Cd_{1-x}Zn_xTe by thermoelectric effect spectroscopy and thermally stimulated current*, Proceedings of SPIE. 4141 (2000) str. 11-22.
- [11] Krsmanovic, N., K.G. Lynn, M.H. Weber, R. Tjossem, T. Gessmann, C. Szeles, E.E. Eissler, J.P. Flint, and H.L. Glass: *Electrical compensation in CdTe and Cd_{0.9}Zn_{0.1}Te by intrinsic defects*, Physical Review B. 62 24 (2000) str. R16279-R16282.
- [12] Hage-Ali, M. and P. Siffert: *Growth Methods of CdTe Nuclear Detector Materials, in Semiconductors for room temperature nuclear detector applications*, ed. T.E. Schlesinger and R.B. James (Academic Press: New York) Vol. 43 (1995) str. 219-255
- [13] Ye, C.P. and J.H. Chen: *Studies of Defects in N-Type CdTe by Charge Transient Spectroscopy*, Journal of Applied Physics. 67 5 (1990) str. 2475-2481.
- [14] Corbel, C., L. Baroux, F.M. Kiessling, C. Gelysykes, and R. Triboulet: *Positron Trapping at Native Vacancies in CdTe Crystals - in Doping Effect*, Materials Science and Engineering B-Solid State Materials for Advanced Technology. 16 1-3 (1993) str. 134-138.
- [15] Berding, M.A.: *Annealing conditions for intrinsic CdTe*, Applied Physics Letters. 74 4 (1999) str. 552-554.
- [16] Chang, Y.C. and R.B. James: *Theoretical studies of Cd vacancies and vacancy-chlorine complexes in CdTe and Cd_{1-x}Zn_xTe*, Proceedings of SPIE 3768 (1999) str. 381-391.
- [17] Debbag, F., G. Bastide, and M. Rouzeyre: *Thermal Ionization and Photoionisation Properties of Deep Traps in N-Type CdTe*, Solid State Communications. 67 1 (1988) str. 1-5.
- [18] Fiederle, M., D. Ebling, C. Eiche, D.M. Hofmann, M. Salk, W. Stadler, K.W. Benz, and B.K. Meyer: *Comparison of CdTe, Cd_{0.9}Zn_{0.1}Te and CdTe_{0.9}Se_{0.1} Crystals - Application for Gamma-Ray and X-Ray-Detectors*, Journal of Crystal Growth. 138 1-4 (1994) str. 529-533.
- [19] Isett, L.C. and P.K. Raychaudhuri: *Deep Levels in N-CdTe*, Journal of Applied Physics. 55 10 (1984) str. 3605-3612.
- [20] Neumark, G.F.: *Defects in wide band gap II-VI crystals*, Mater.Sci.Eng. R21, (1997) 1.
- [21] Kubát, J.: *Photoelectric spectroscopy of deep electronic levels in high-resistivity CdTe (Master's thesis)*, Institute of Physics of Charles University, Prague 2006.

- [22] Elhadidy, H.: *Development of room temperature CdTe gamma ray detectors for security and medical applications (Doctoral thesis)*, Institute of Physics of Charles University, Prague 2008.
- [23] Neumark, G.F.: *Are Impurities the Cause of Self-Compensation in Large-Band- Gap Semiconductors*, Journal of Applied Physics. 51 6 (1980) str. 3383-3387.
- [24] Shcherbak, L., P. Feichouk, P. Fochouk, and O. Panchouk: *Self-compensation studies in Cd-saturated In-doped CdTe*, Journal of Crystal Growth. 161 1-4 (1996) str. 219-222.
- [25] R.Grill, J.Franc, P.Höschl, I.Turkevych, E.Belas, P.Moravec, *IEEE Trans.Nucl.Sci.* 52, (2005) 1925
- [26] Franc, J., M. Fielderle, V. Babentsov, A. Fauler, K.W. Benz, and R. James: *Defect structure of Sn-doped CdTe*, Journal of Electronic Materials. 32 7 (2003) p. 772-777.
- [27] Francou, J.M., K. Saminadayar, and J.L. Pautrat: *Shallow Donors in CdTe*, Physical Review B. 41 17 (1990) str. 12035-12046.
- [28] Molva, E., K. Saminadayar, J.L. Pautrat, and E. Ligeon: *Photoluminescence Studies in N, P, Arsenic Implanted Cadmium Telluride*, Solid State Communications. 48 11 (1983) str. 955-960
- [29] Stadler, W., D.M. Hofmann, B.K. Meyer, R. Krauserehberg, A. Polity, T. Abgarjan, M. Salk, K.W. Benz, and M. Azoulay: *Compensation Models in Chlorine Doped CdTe Based on Position Annihilation and Photoluminescence Spectroscopy*, Acta Physica Polonica A. 88 5 (1995) str. 921-924.
- [30] Horydovský, P.: *Optical properties of Cd_{1-x}Zn_xTe (Doctoral thesis)*, Institute of Physics of Charles University, Prague 2006.
- [31] Hofmann, D.M., P. Omling, H.G. Grimmeiss, B.K. Meyer, K.W. Benz, and D. Sinerius: *Identification of the Chlorine-A center in CdTe*, Physical Review B. 45 11 (1992) str. 6247-6250.
- [32] Jantsch, W., G. Brunthaler, and G. Hendorfer: *Constant photo-EPR: A new method for DEEP level characterization*, Materials Science Forum. 10-12 (1986) str. 515-520.
- [33] Isett, L.C. and P.K. Raychaudhuri: *Deep Levels in N-CdTe. Journal of Applied Physics*, 55 10 (1984) str. 3605-3612.
- [34] Molva, E., J.L. Pautrat, K. Saminadayar, G. Milchberg, and N. Magnea: *Acceptor States in CdTe and Comparison with ZnTe - General Trends*, Physical Review B. 30 6 (1984) str. 3344-3354.

- [35] Ido, T., A. Heurtel, R. Triboulet, and Y. Marfaing: *Deep Level Structure and Compensation Mechanism in in-Doped CdTe Crystals*, Journal of Physics and Chemistry of Solids. 48 9 (1987) str. 781-790.
- [36] Kremer, R.E. and W.B. Leigh: *Deep Levels in CdTe*, Journal of Crystal Growth. 86 1-4 (1988) str. 490-496.
- [37] Hofmann, D.M., P. Omling, H.G. Grimmeiss, B.K. Meyer, K.W. Benz, and D. Sinerius: *Identification of the Chlorine-A center in CdTe*, Physical Review B. 45 11 (1992) str. 6247-6250.
- [38] J. Franc, R. Grill, J. Kubát, P. Hlídek, E. Belas, P. Moravec, P. Höschl: *Influence of Space Charge on Lux-Ampere Characteristics of High-Resistivity CdTe*, Journal of ELECTRONIC MATERIAL, Vol. 35, No. 5, (2006) str. 990-992.
- [39] Edward D. Palik, Gorachand Ghosh: *Handbook of optical constants of solids*, Academic Press,(1998).

Kapitola 7

Dodatek

Vzorky

V tabulce 7.1 je seznam proměřených vzorků s označením užívaným v laboratoři.

Vzorek	Ozn.	Dopant	Odpor [$10^9\Omega$]	Pozn.
č.1	SR21M3	In	3	<i>MF</i>
č.2	CZ27	In	2	<i>MF</i>
č.3	E33C1E	In	0.04	<i>MF</i>
č.4	BF39	In	5	<i>MF</i>
č.5	AC22	Cl	0.7	A
č.6	F3426	Cl	0.7	<i>MF</i>
č.7	F35K1	Sn	1	<i>MF</i>

Tabulka 7.1: Přehled označení proměřených vzorků CdTe. *MF*...vzorek připraven na MF UK v Praze, A...vzorek vyroben firmou Acrorad v Japonsku